

Lichtempfindliche Halbleiterschichten in Microstrip-Schaltungen

Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur

vorgelegt von
Walter Platte

Erlangen 1975

Lichtempfindliche Halbleiterschichten in Microstrip-Schaltungen

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur**



**vorgelegt von
Walter Platte**

Erlangen 1975



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der Einreichung:	8. April 1975
Tag der Promotion:	8. Juli 1975
Dekan:	Professor Dr. rer. nat. H. J. Schneider
Berichterstatter:	Professor Dr.-Ing. H. Brand Professor Dr.-Ing. D. Seitzer

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen	5
1. Einleitung	11
2. Hochfrequenztechnische Probleme lichtinduzierter Mikrowellen-Strukturen	13
2.1 Die Dämpfung der klassischen Microstrip-Leitung	13
2.2 Qualitative Beschreibung der lichtinduzierten Microstrip-Leitung	18
2.3 Vereinfachtes Modell der lichtinduzierten Microstrip-Leitung	21
3. Physikalische Probleme inhomogen beleuchteter Halbleiterschichten	28
3.1 Objektgebundene Voraussetzungen zur Berechnung der Photo-leitfähigkeit	28
3.2 Leitfähigkeitsprofil in x-Richtung für schwache Injektion	31
3.3 Leitfähigkeitsprofil in y-Richtung für schwache Injektion	36
3.4 Leitfähigkeitsprofil in x-Richtung für starke Injektion	41
3.5 Optimale Spaltbreite bei Eigenabschattung durch Kontakte	47
3.6 Leitfähigkeitsprofil in y-Richtung für starke Injektion	54
4. Optimierungsrechnung für maximales Leitfähigkeits-Schicht-dicke-Produkt	61
4.1 Mittlere Leitfähigkeit und effektive Lebensdauer	61
4.2 Berechnung der optimalen Schichtdicke	67
4.3 Auswertung der Gruppenoptimierung	71
4.4 Bemerkungen zur Gesamtoptimierung	76

5.	Optische und elektrische Eigenschaften polykristalliner CdS- bzw. CdSe-Schichten	82
5.1	Allgemeiner Überblick	82
5.2	Experimentelle Untersuchung der Kontakte	85
5.3	Experimentelle Bestimmung der Photoleitfähigkeit	89
5.4	Experimentelle Bestimmung der effektiven Lebensdauer	95
6.	Hochfrequenztechnische Untersuchungen CdS- bzw. CdSe- bedampfter Keramik-Substrate	105
6.1	Wellendämpfung und optimale Leiterbreite einer Microstrip- Leitung mit Leitsilber-Metallisierung	105
6.2	Die Eigendämpfung des Gap-Modulators	112
6.3	Die Eigendämpfung des Shunt-Modulators	118
6.4	Die Modulationsbandbreite der Modulatoren	125
7.	Verschiedene Modulatorsysteme mit erhöhtem Modulationsgrad	129
7.1	Einige modifizierte Shunt-Modulatoren	129
7.2	Ein Modulator in Resonator-Schaltung	133
7.3	Ein Modulator mit $\lambda/4$ -Transformation	138
7.4	Ein Modulator mit Resonanztransformation	145
8.	Zusammenfassung	154
	Literaturverzeichnis	156

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

a	Spaltbreite, Gapweite zulaufende Wellengröße Dämpfung allgemein
a_0	Grunddämpfung
a_{21}	Eigendämpfung eines Zweitorts allgemein
a_B	Betriebsdämpfung
a_c	Eigendämpfung der Probe C nach Bild 6.3
$a_{\bar{u}}$	Dämpfung der Übergänge
a_v	Vordämpfung passiver Modulatoren
a_w	Wellendämpfung αL
Δa	Modulationsdämpfung
b	Spaltlänge beim Shunt-Modulator ablaufende Wellengröße Verhältnis der Beweglichkeiten
b_0	normierter Blindleitwert bei der Resonanzfrequenz
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit = $2,998 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
d	spezielle Leiterbreite
d_0	Eindringtiefe (Skintiefe)
∂	partiellcs Differentiationszeichen
e	Basis der natürlichen Logarithmen = 2,7183
f	Frequenz
f_0	Resonanzfrequenz
f'_0	Eigenfrequenz eines Resonators
$f(\quad)$	Funktion von
g	Lichtgenerationsrate Leitwertverhältnis
h	Planck'sches Wirkungsquantum = $6,625 \cdot 10^{-34} \text{ VAs}^2$ Schichtdicke des Keramiksubstrats
i	Wechselstrom
j	imaginäre Einheit = $\sqrt{-1}$
k	Boltzmann-Konstante = $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ VAs K}^{-1}$
k_D	Diodenkonstante

l	Leitungslänge, Länge allgemein
m	Modulationsgrad Amplitudenfaktor bei Beleuchtungsstärkeänderungen
m_0	Ruhmasse des Elektrons = $9,11 \cdot 10^{-35}$ VAs ³ cm ⁻²
m_n, m_p	effektive Masse der Elektronen bzw. der Löcher
n, n_0	Elektronenkonzentration bzw. - im thermodynamischen Gleichgewicht
p	Löcherkonzentration Wichtungsfaktor Strahlungsleistungsdichte
p_λ	spektrale Strahlungsleistungsdichte
q	Elementarladung = $1,602 \cdot 10^{-19}$ As Füllfaktor
r	Reflexionsfaktor
s	Streukoeffizient Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit Kontaktabstand
s_k, s_v	Kontakt- bzw. Volumenrekombinationsgeschwindigkeit
t	Zeit Streifenleiterdicke bzw. Halbleiterschichtdicke
t_0	Abschaltzeitpunkt
u	Wechselspannung
$\ddot{u}$	Übersetzungsverhältnis
v	Verstimmung Diffusionslängenverhältnis L_p/L_d Widerstandsverhältnis R/R_h bzw. Z_w/Z_L
w	Widerstandsverhältnis R/R_d reale Streifenleiterbreite
w_{eff}	wirksame Streifenleiterbreite
w_0	optimale Breite des Leitsilber-Streifenleiters
x	Koordinate normierte Koppelreaktanz X/Z_L
y	Koordinate normierte Admittanz Y/Z_L

z	Koordinate normierte Impedanz Z/Z_L
A	Fläche
B	Ankopplungsmaß (groß Beta)
C_a, C_b	Kapazitäten im Ersatzschaltbild des Gap-Modulators
C_p	Parallelkapazität
C_s	Spaltkapazität beim Shunt-Modulator
C_1, C_2	Abkürzungsfaktoren in Gl. (3.80)
C'	Kapazitätsbelag
D_a	ambipolare Diffusionskonstante
D_n, D_p	Diffusionskonstante der Elektronen bzw. der Löcher
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke (Vektor)
E_λ	Beleuchtungsstärke
F	Abkürzungsfaktor in Gl. (3.22)
G	Generationsrate
G_{th}	thermische Generationsrate
G_d, G_h	Dunkel- bzw. Hell-Leitwert
G_b, G_p	Photoleitwert des Gap- bzw. Shunt-Modulators
G_{ph}	Photoleitwert allgemein
G'	Leitwertbelag
H	Gütefaktor zur Beschreibung von Halbleitereigenschaften (groß Eta)
I	elektrischer Strom, allgemein
$\vec{J}_n, \vec{J}_p$	Stromdichte der Elektronen bzw. der Löcher (Vektor)
K	Langzeit-Kontrastverhältnis
L	Induktivität, allgemein
L_s	Serieninduktivität
L'	Induktivitätsbelag
L_a	ambipolare Diffusionslänge
L_n, L_p	Diffusionslänge der Elektronen bzw. der Löcher
L_D	Debyelänge der Majoritätsträger
M	mechanisches Lichtäquivalent, bezogen auf 1 Candela $= 1,47 \cdot 10^{-3} \text{ W lm}^{-1}$

N	Störstellendichte allgemein
N_A^- , N_D^+	ionisierte Akzeptoren- bzw. Donatorendichte
P	Leistung allgemein
Q_k	Güte eines Rekombinationskontaktes
Q_0	Eigengüte eines Resonators
Q_0 , Q_v	Photonenstromdichte in der Oberfläche bzw. im Vakuum
R	Widerstand, allgemein
	Rekombinationsrate
R'	Widerstandsbelag
R_0 , R_t	Reflexionsgrad der Oberfläche bzw. der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Keramik
R_A	anzupassender Photowiderstand
R_L	Ersatzwiderstand für ein Stück verlustbehafteter Leitung
R_M	Meßwiderstand
R_S	Flächenwiderstand
R_b	Bahnwiderstand
R_d , R_h	Dunkel- bzw. Hell-Wert des Photowiderstandes
R_i	Innenwiderstand
$R_{\bar{u}}$	Übergangswiderstand nach Bild 5.1d
R_k	Kontaktwiderstand
R_p	Verlustwiderstand eines Parallelschwingkreises
R_{ph}	Photowiderstand allgemein
S	Stufenfaktor
S_x , S_z	Oberflächenquer- bzw. Oberflächenlängsstromdichte
S^*	Streumatrix
T	absolute Temperatur
T_S	Schmelzpunkt-Temperatur
T_a	Anstiegs- bzw. Abfallszeit einer trapezförmigen Lichtanregung
U_B	Batteriespannung
U_M	Meßspannung
V_λ	spektraler Hellempfindlichkeitsgrad
W_{AHL} , W_{AM}	Austrittsarbeit des Halbleiters bzw. des Metalls
W_{LV}	Bandabstand
X	Koppelreaktanz

Z_L	Wellenwiderstand der verlustlosen Leitung
Z_w	Wellenwiderstand der verlustbehafteten Leitung
Z_0	Wellenwiderstand des freien Raumes $\approx 377 \, \Omega$
α	Absorptionskoeffizient Dämpfungsmaß
α_L, α_D	Dämpfungsmaß bei Verlusten im Leiter bzw. im Dielektrikum
β	Phasenmaß
γ	Ausbreitungsmaß Exponentialfaktor in Gl. (5.3)
$\delta_\epsilon, \delta_\mu$	dielektrischer bzw. magnetischer Verlustwinkel
ϵ_0	Vakuum-Dielektrizitätskonstante = $8,854 \cdot 10^{-14} \text{ AsV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
$\epsilon'_r, \epsilon''_r$	Real- bzw. Imaginärteil der relativen Dielektrizitätskonstante
ϵ_M	Dielektrizitätskonstante des Misch-Substrats
η	Quantenwirkungsgrad
η_λ	spektralenergetischer Wirkungsgrad
$\mathcal{Q}$	Verlustfaktor in Gl. (2.14)
α	normierter Absorptionskoeffizient αL_0
λ	Wellenlänge allgemein
λ_m	Wellenlänge auf der Microstrip-Leitung
λ_0	Vakuum-Wellenlänge
λ_{opt}	optische Wellenlänge
μ_0	Vakuum-Permeabilitätskonstante = $1,256 \cdot 10^{-8} \text{ VsA}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
μ_r	relative Permeabilitätskonstante
μ'_r, μ''_r	Real- bzw. Imaginärteil der relativen Permeabilitätskonstante
μ	Beweglichkeit allgemein
μ_a	ambipolare Beweglichkeit = $2\mu_n \cdot \mu_p / (\mu_n + \mu_p)$
μ_n, μ_p	Beweglichkeit der Elektronen bzw. der Löcher
μ_{eff}	effektive Beweglichkeit
ν	optische Frequenz
ν_{ijk}	Abkürzung in Gl. (5.15)
π	transzendente Zahl = 3,14159
ρ	spezifischer Widerstand Raumladungsdichte

σ	Leitfähigkeit allgemein
$\bar{\sigma}$	mittlere Leitfähigkeit
$\sigma_d, \sigma_h, \sigma_i$	Dunkel-, Hell- bzw. Eigenleitfähigkeit
τ	Trägerlebensdauer bei starker Injektion
τ_n, τ_p	stationäre Lebensdauer der Elektronen bzw. der Löcher
τ_{eff}	effektive Lebensdauer
τ_s	Trägerlebensdauer in Oberflächennähe
τ_d	dielektrische Relaxationszeit
τ_{st}	mittlere Stoßzeit
τ_r, τ_f	Impuls-Anstiegszeit bzw. -Abfallszeit
τ_M	Zeitkonstante der Meßeinrichtung
φ	Phasenwinkel des Transmissionskoeffizienten eines idealen Zirkulators
χ	normierte Halbleiterschichtdicke t/L_a
ψ	normiertes Leitfähigkeitsprofil bei schwacher Injektion
ω	Kreisfrequenz
ω_g, ω_0	Grenz- bzw. Resonanzkreisfrequenz
ω_{st}	Stoßfrequenz
B	Ankopplungsmaß
Γ	Abkürzungsfaktor in Gl. (3.29) Leitwertfaktor
Δ	Abweichung bzw. Differenz Delta-Operator $\equiv \text{div grad}$
∇	Nabla-Operator
H	Gütefaktor zur Beschreibung von Halbleitereigenschaften
Θ	Phasenwinkel in Gl. (7.34)
Λ	Abkürzungsfaktor in Gl. (4.2)
Φ	Lichtstrom
Ψ	normiertes Leitfähigkeitsprofil bei starker Injektion
Ω	normierte Frequenz

1. Einleitung

In den letzten Jahren hat die zunehmende Miniaturisierung von Mikrowellenschaltungen die bewährte Standardtechnik mit Koaxial- und Hohlleitern zumindest teilweise aus solchen Anwendungsgebieten der Hochfrequenztechnik verdrängt, bei denen der kleinere Raumbedarf und das geringere Gewicht der sogenannten integrierten Mikrowellenschaltungen einen entscheidenden Vorteil darstellen. Zur Realisierung dieser Schaltungen in Microstrip-Technik ist eine relativ aufwendige Technik notwendig, ausgehend vom - u.U. rechnergestützten - Entwurf der Leiterstrukturen über Aufdampf- und galvanotechnische Verfahren bis hin zur Photoätztechnik. Erfüllt die fertige Schaltung bei der anschließenden meßtechnischen Überprüfung ihrer elektrischen Eigenschaften die gesetzten Forderungen nicht oder nur teilweise, so ist eine nachträgliche Korrektur nur in den seltensten Fällen möglich.

Dieser Sachverhalt legt den Gedanken nahe, eine Einrichtung zu schaffen, die es erlaubt, die vorgegebene Leiterstreifen-Struktur mit einer geeigneten Maskentechnik (oder im Abtastverfahren) durch Licht in einer photoempfindlichen Halbleiterschicht, die auf dem Substrat aufgedampft ist, momentan zu induzieren, während gleichzeitig die elektrischen Eigenschaften dieser lichtinduzierten Mikrowellenschaltung (LIMIS) in einer angeschlossenen Meßeinrichtung kontrolliert werden können. So wäre es möglich, durch eine veränderte Maskeneinstellung die notwendigen Korrekturen an der induzierten Leiterstruktur vorzunehmen und die Auswirkungen auf die elektrischen Eigenschaften simultan an der mitlaufenden Meßeinrichtung zu verfolgen. Die Streifenleiter-Strukturen neu entwickelter Mikrowellenschaltungen könnten mit einem Bruchteil des derzeit noch notwendigen Aufwandes an Geräten, Material und Zeit mit Hilfe dieser LIMIS-Technik unmittelbar auf ihre Funktionseigenschaften hin untersucht werden. *)

Wegen ihrer offenen, ungeschirmten Leiteranordnung ist die sogenannte Microstrip-Leitung für dieses Verfahren von besonderem Vorteil. Anstelle des oberen metallischen Streifenleiters wird auf das isolierende Trägersubstrat - z.B. Glas oder Keramik - ein dünner Film eines photoempfindlichen Halbleitermaterials aufgebracht. Das durch die Maske hindurchtretende Licht erhöht die Leitfähigkeit der beleuchteten Halbleiterbereiche beträchtlich gegenüber den Gebieten, die von der Maske abgedunkelt werden; die leitende Streifenleiterstruktur wird so durch das Licht unmittelbar in die Halbleiterschicht eingeschrieben und kann ebensoschnell per Maskeneinstellung verändert oder ganz gelöscht werden.

*) Nach einer Anregung von Prof. Dr.-Ing. H. Brand, März 1970

Bei dem hier dargestellten Verfahren wird das Licht als Mittel zum Zweck eingesetzt, d.h. es dient dazu, die beiden Zustände "leitende Halbleiterschicht" und "nichtleitende Halbleiterschicht" über einen mehr oder weniger langen Zeitraum aufrechtzuerhalten, d.h. die Halbleiterschicht ist einer langsamen, quasistatischen Anregung ausgesetzt.

Von einer ganz anderen Seite her ist die Einführung lichtempfindlicher Halbleiterschichten in Microstrip-Schaltungen in jüngster Zeit interessant geworden, und zwar für den Bereich der optischen Nachrichtenübertragung, sei es über eine Lichtleitfaser oder durch den freien Raum, z.B. von Satellit zu Satellit. Die Entwicklung auf dem Gebiet der lichtemittierenden Halbleiter und die Erstellung relativ leistungsstarker Laser bei reduziertem Volumen und Gewicht machen es möglich, die Optoelektronik in einem für diese Technik bisher ungewohnten Frequenzbereich einzusetzen.

Das Ziel dieser Bestrebungen sind hybride Opto-Mikrowellen-Schaltungen bzw. -Systeme, wie sie z.B. von H.F. MATARÉ in /61, speziell Abschnitt 5/ dargestellt sind. Derartige Systeme setzen aber hochentwickelte Mischer, Modulatoren und Demodulatoren voraus, in denen genügend schnelle photoleitende Schichten oder Heteroübergänge - in integrierter Technik mit der übrigen Microstrip-Schaltung zusammengefaßt - als Empfänger die optisch zugeführte Nachricht verarbeiten. In diesem Falle ist das Licht selbst Träger einer Nachricht, so daß die lichtempfindliche Halbleiterstruktur hier einer dynamischen Anregung - vom Niederfrequenzbereich bis hin zum Mikrowellenbereich - ausgesetzt ist.

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist es, die prinzipiellen Eigenschaften von lichtinduzierten Mikrowellenschaltungen einfacher geometrischer Abmessungen zu untersuchen. Ausgehend von der Dämpfung eines geraden Microstrip-Leitungsstückes wird die Abhängigkeit dieser Dämpfung von den physikalischen Eigenschaften der Halbleiterschicht und der optischen Anregung berechnet. Dazu müssen die räumliche Verteilung der Ladungsträger und daraus schließlich die Leitfähigkeitsprofile bei schwacher und sehr starker Injektion ermittelt werden. Es läßt sich zeigen, daß die Dämpfung ein Minimum durchläuft, wenn die entscheidenden physikalischen Parameter optimale Werte annehmen. Für die meßtechnischen Untersuchungen stehen Glassubstrate mit aufgedampfter CdS-Schicht und Keramiksubstrate mit aufgedampfter CdS- bzw. CdSe-Schicht als Meßobjekte zur Verfügung. Sämtliche Messungen werden im Frequenzbereich von 0,5 ... 4 GHz bei einer optischen Anregung im sichtbaren Spektralbereich durchgeführt.

2. Hochfrequenztechnische Probleme lichtinduzierter Mikrowellenstrukturen

2.1 Die Dämpfung der klassischen Microstrip-Leitung

Bei der Untersuchung lichtinduzierter Mikrowellenstrukturen geht man zweckmäßigerweise von den Ergebnissen der theoretischen und experimentellen Erforschung klassischer Microstrip-Schaltungen aus.

Die Eigenschaften und Dimensionierungsvorschriften einer unsymmetrischen, offenen Streifenleitung - üblicherweise als Microstrip-Leitung bezeichnet - sind durch zahlreiche Veröffentlichungen bekannt geworden, z.B. /17, 32, 76, 81, 97, 98, 101/. In /18, 51, 67 und 87/ sind die technologischen Anforderungen bezüglich Substrat- und Streifenleitermaterialien dargestellt, zum Teil auch spezielle Probleme, die bei der Zusammenfassung mehrerer Microstrip-Strukturen zu einer integrierten Mikrowellenschaltung (Microwave Integrated Circuit = MIC) auftreten können. Dispersionserscheinungen werden in /21, 50, 82, 102/, Diskontinuitäts- und Verzweigungsprobleme in /103/ und die Ausbreitungsfähigkeit von Wellentypen höherer Ordnung in /16/ behandelt.

Im Rahmen dieser Arbeit sind die Verluste bzw. die Dämpfung einer solchen unsymmetrischen Streifenleitung von besonderem Interesse. Die bekanntesten Untersuchungen hierzu sind in /9, 17, 18, 33, 34, 77, 87, 99, 100/ zu finden. Alle diese Autoren gehen von der Annahme aus, daß die auf der Leitung fortschreitende Welle in erster Näherung als TEM-Welle betrachtet werden kann, obwohl Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung vorhanden sind. In /77/ wird experimentell nachgewiesen, daß u.U. schon bei Frequenzen oberhalb von 5 GHz TE_1 -Oberflächenwellen angeregt werden können, die Energie in den freien Raum abstrahlen und so die Verluste zusätzlich erhöhen.

Verluste, die durch Oberflächenrauigkeiten des Substrats bzw. des Streifen- und Grundleiters zustande kommen, sind theoretisch nur schwer zu erfassen /69/. Sie können nach /18/ und /87/ durch einen Faktor berücksichtigt werden, der experimentell zu ermitteln ist und in der entsprechenden Formel für die Streifenleiterverluste multiplikativ eingeht. Dort finden sich auch Angaben über das prinzipielle Ansteigen der Verluste, wenn Streifenleiter und Grundleiter aus einer 2-Schichten-Metallisierung bestehen, bei der z.B. die eigentliche Goldschicht auf einer zuvor aufgedampften dünneren und hochohmigeren Chromschicht liegt, die als Adhäsionsschicht die Haftung der

Goldschicht auf dem Keramik-Substrat erhöht. Die hierdurch entstehenden Verluste sind aber bis 4 GHz mit Sicherheit zu vernachlässigen.

In /15/ und /87/ wird weiterhin gezeigt, daß Unterschiede zwischen theoretischen und experimentellen Dämpfungswerten oft dadurch zu erklären sind, daß die dünnen Metallfilme, die durch Vakuumprozesse und galvanische Verfahren aufgebracht werden, oft bei weitem nicht die Leitfähigkeit des massiven Metalls erreichen.

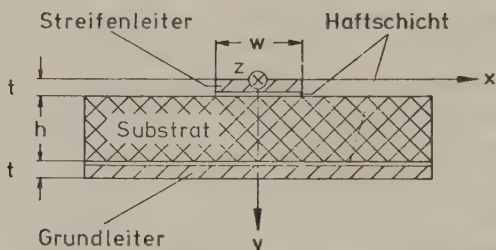


Bild 2.1 Querschnitt einer Microstrip-Leitung

Spezielle Werte einer industriell gefertigten Microstrip-Leitung:

Wellenwiderstand: $Z_L = 50 \Omega$

Substrat: 99,5% Al_2O_3 ,
 $h = 0,635 \text{ mm}$, $\epsilon_r \approx 9,6$, $\tan \delta_e \approx 3 \cdot 10^{-4}$

Leiter: 99,9% Au,
 $t = 0,007 \text{ mm}$, $w = 0,61 \text{ mm}$, $\sigma \approx 4 \cdot 10^8 \text{ S/cm}$

Haftschrift: Cr, $0,01 \mu\text{m}$ dick

Ausgehend von einer in Ausbreitungsrichtung (z-Achse, siehe Bild 2.1) homogenen Microstrip-Leitung und einem Quasi-TEM-Wellenkonzept ergibt sich aus der Theorie der schwach verlustbehafteten Leitung für das komplexe Ausbreitungsmaß γ

$$\gamma = \alpha + j\beta \approx \frac{R'}{2} \sqrt{C'/L'} + \frac{G'}{2} \sqrt{L'/C'} + j\omega \sqrt{L'C'} \quad (2.1)$$

mit dem - jetzt näherungsweise reellen - Wellenwiderstand

$$Z_L \approx \sqrt{L'/C'} \quad (2.2)$$

Die Gesamtverluste lassen sich in die ohmschen Verluste des Streifenleiters und des Grundleiters und in die dielektrischen Verluste des Substrats aufteilen. Dementsprechend wird das Dämpfungsmaß

$$\alpha_{\text{ges}} = \alpha_L + \alpha_D \approx \frac{R'}{2} \sqrt{C'/L'} + \frac{G'}{2} \sqrt{L'/C'} \quad (2.3)$$

Die weiter oben erwähnten zusätzlichen Verluste (durch Abstrahlung, Oberflächenrauigkeit, Adhäsionsschicht, Metallfilm-Leitfähigkeit) sowie Dispersionerscheinungen sollen im weiteren Verlauf unberücksichtigt bleiben.

CAULTON, HUGHES und SOBOL /17/ gehen bei ihren Berechnungen der Einfachheit halber von der Annahme einer homogenen Stromverteilung auf Grund- und Streifenleiter aus und begrenzen den Stromfluß in Grund- und Streifenleiter auf einen Bereich $-w/2 \leq x \leq +w/2$ (Quasi-Bandleitung). Die daraus abgeleiteten Dämpfungsanteile (in Neper pro Länge) geben sie mit

$$\alpha_L \approx \frac{R_{S1} + R_{S2}}{2Z_L w} \quad \text{und} \quad (2.4)$$

$$\alpha_D \approx \frac{\omega}{2c_0} \sqrt{\epsilon_r'} \tan \delta_\epsilon = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r'} \tan \delta_\epsilon \quad \text{an,} \quad (2.5)$$

wobei mit R_{S1} und R_{S2} die Flächenwiderstände des Streifenleiters und des Grundleiters bezeichnet sind gemäß der Beziehung

$$R_S = \sqrt{\pi \mu_0 \mu_r' \rho f} = 1/d d_0 \quad (2.6)$$

In /18/ ersetzt CAULTON die reale - inzwischen von WIESBECK in /99/ genauer berechnete - Stromdichteverteilung im Grundleiter durch eine homogene Stromdichteverteilung, die auf den erweiterten Bereich - $(w/2 + h) \leq x \leq w/2 + h$ begrenzt wird. Daraus ergeben sich die Leiterverluste bzw. die entsprechende Dämpfung zu

$$\alpha_L \approx \pi R_S f \left(\frac{w}{h} \right) \frac{\alpha_{cR}}{\alpha_{c0}} \quad , \quad (2.7)$$

wobei der Faktor α_{cR}/α_{c0} die Verlusterhöhung durch vorhandene Oberflächenrauigkeiten erfaßt. Bei der Berechnung der dielektrischen Verluste berücksichtigt CAULTON die inhomogene Verteilung des Dielektrikums in der Transversalebene dadurch, daß er den dielektrischen Verlustfaktor $\tan \delta_\epsilon$ über einen Wichtungsfaktor $p = q \cdot \epsilon_r' / \epsilon_{eff} < 1$ in einen effektiven Verlustfaktor $(\tan \delta_\epsilon)_{eff}$ modifiziert. Danach ergeben sich die dielektrischen Verluste bzw. die entsprechende Dämpfung zu

$$\alpha_D \approx \frac{\pi}{\lambda_m} (\tan \delta_\epsilon)_{eff} = \frac{\pi}{\lambda_m} p \tan \delta_\epsilon = \frac{\pi}{\lambda_0} \frac{q \epsilon_r'}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \tan \delta_\epsilon \quad , \quad (2.8)$$

worin q der von WHEELER eingeführte Füllfaktor $q = (\epsilon_{eff} - 1) / (\epsilon_r' - 1)$ ist und $\lambda_m = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{eff}}$ die Wellenlänge auf der Microstrip-Leitung.

Eine bezüglich der ohmschen Leiterverluste genauere Berechnung findet sich bei PUCEL, MASSÉ und HARTWIG /77/. Nach der "incremental inductance rule" von WHEELER berechnen sie die ohmsche Leiterdämpfung für Leiterbreiten von $h/2\pi \leq w \leq 2h$ über

$$\alpha_L \approx \frac{R_S}{2\pi Z_L h} \left[1 - \left(\frac{w_{eff}}{4h} \right)^2 \right] \left[1 + \frac{h}{w_{eff}} + \frac{h}{\pi w_{eff}} \left(\ln \frac{2h}{t} - \frac{t}{h} \right) \right] \quad , \quad (2.9)$$

wobei lediglich die innere Induktivität der Leiterbahnen vernachlässigt wird. Die endliche Dicke des Streifenleiters berücksichtigen die Autoren durch eine von WHEELER eingeführte wirksame Streifenleiterbreite

$$w_{eff} = w + \Delta w = w + \frac{t}{\pi} \left(\ln \frac{2h}{t} + 1 \right) \quad . \quad (2.10)$$

Voraussetzung für die Gültigkeit von Gl. (2.9) ist, daß Grund- und Streifenleiter dieselbe Leitfähigkeit besitzen und daß der Skineffekt voll wirksam ist, d.h. es muß zusätzlich die Bedingung

$$t \geq 4 \div 6 d_0 \quad \text{erfüllt sein.} \quad (2.11)$$

Die dielektrischen Verluste werden auch hier nach Gl. (2.8) berechnet.

Für eine exakte Berechnung der ohmschen Streifenleiterverluste ist eine genauere, feldtheoretische Analyse der Stromverteilung auf dem Grund- und Streifenleiter unumgänglich. WIESBECK ermittelt in /99/ sowohl die Oberflächenlängsstromdichte $S_z(x)$ für die TEM-Näherung als auch die zusätzlich auftretende Oberflächenquerstromdichte $S_x(x)$ für den realen Fall, daß die Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung - zumindest für höhere Frequenzen - nicht mehr vernachlässigt werden können.

Der prinzipielle Verlauf der Oberflächenlängsstromdichte-Verteilung $S_z(x)$ auf der Oberseite des Streifenleiters in Abhängigkeit vom Flächenwiderstand R_s ist in Bild 2.2 qualitativ wiedergegeben.

Aus seiner nach dem Quasi-TEM-Konzept ermittelten Oberflächenstromverteilung leitet WIESBECK in /100/ ein Berechnungsverfahren für die ohmschen Streifenleiterverluste ab. Dabei ergibt sich für die Vakuum-Dämpfung $\alpha_{Lo}(\epsilon_r = 1)$ eine Integralgleichung, die in Form eines Diagramms auszuwerten ist und mit dessen Hilfe dann die Leiterdämpfung α_L für beliebige Streifenleitungen (innerhalb der üblichen Grenzen für w , h , t , ρ , f , ϵ_r) berechnet werden kann. Voraussetzung für die Gültigkeit des angegebenen Berechnungsverfahrens ist auch hier wieder eine minimale Leiterdicke von wenigstens acht Eindringtiefen. Darüberhinaus gelingt es in /100/, die Form des Streifenleiterquerschnitts bei gegebener Fläche zu optimieren. Die Dämpfung auf Grund der dielektrischen Verluste gibt Wiesbeck ebenfalls nach Gl. (2.8) an.

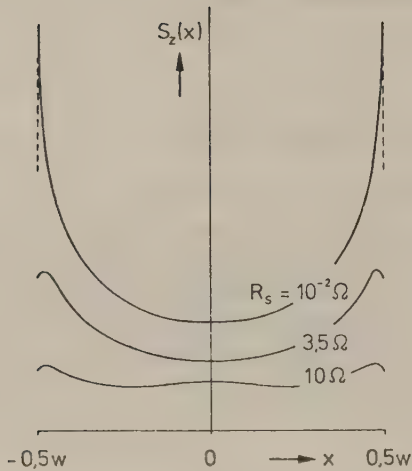


Bild 2.2 Oberflächen-Längsstromdichte an der Streifenleiter-Oberseite, nach [99]

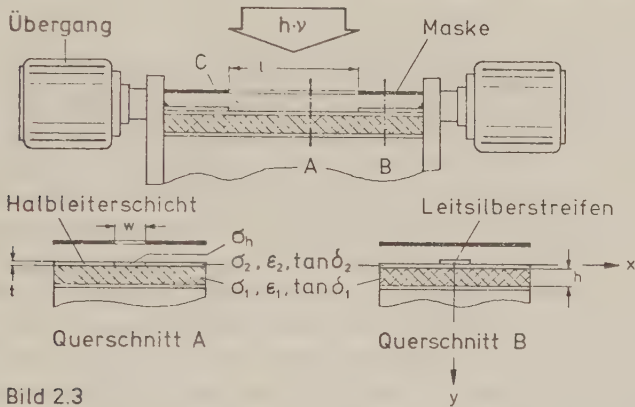
Bezüglich der Frequenzabhängigkeit der Gesamtdämpfung erkennt man, daß die dielektrischen Verluste proportional zur Frequenz, die ohmschen Verluste jedoch nur mit der Wurzel aus der Frequenz ansteigen.

Die in diesem Abschnitt kurz dargestellten Berechnungsverfahren geben einen groben Überblick über die Möglichkeiten, die Verluste bzw. die Dämpfung einer Microstrip-Leitung zu bestimmen. Es wird sich zeigen, inwieweit die Ergebnisse direkt oder bei vereinfachter Modellvorstellung mit entsprechender Modifizierung übernommen werden können.

2.2 Qualitative Beschreibung der lichtinduzierten Microstrip-Leitung

Im Vergleich zur klassischen Microstrip-Leitung treten bei der lichtinduzierten zusätzliche Probleme auf, die durch die Einführung einer photoempfindlichen Halbleiterschicht hervorgerufen und zur Darstellung der Gesamtproblematik an dieser Stelle qualitativ, aber zusammenhängend be-

schrieben werden. Es sei darauf hingewiesen, daß die Berechnung der Leitungsdämpfung hier im Vordergrund stehen soll und Einflüsse auf das Phasenmaß im Rahmen dieser Arbeit - bis auf wenige Ausnahmen - nicht erfaßt werden.



Die zu untersuchende Microstrip-Leitung (Bild 2.3) besteht aus einem dielektrischen Trägermaterial - z.B. Glas oder Keramik - mit den Materialparametern ϵ_1 , $\tan \delta_1$ und σ_1 . Darauf aufgedampft ist eine dünne lichtempfindliche Halbleiterschicht - z.B. Silizium oder Kadmium-Sulfid - mit den Materialparametern ϵ_2 , $\tan \delta_2$ und der Dunkel-Leitfähigkeit $\sigma_d = \sigma_2$. Das dort auftreffende Licht wird mit Hilfe einer Maske auf einen der Geometrie des Streifenleiters entsprechend schmalen Bereich begrenzt und induziert in der Halbleiterschicht einen mehr oder weniger gut leitenden Streifenleiter mit der Hell-Leitfähigkeit σ_h . Den Grundleiter bildet wie bei der klassischen Microstrip-Leitung eine dünne Metallschicht.

Prinzipiell besteht auch die Möglichkeit, auf das dielektrische Trägermaterial ganz zu verzichten und eine einzige, entsprechend dickere photoempfindliche Halbleiterschicht als Substrat zu verwenden. Da aber Proben dieser Art nicht zur Verfügung stehen, wird von einer Untersuchung solcher Einschichtenpräparate abgesehen.

Da dieses mehr oder weniger lange "Leitungsstück" einerseits der Hochfrequenz-Meßtechnik zugänglich sein muß und andererseits mit herkömmlichen Microstrip-Strukturen zu hybriden Opto-Mikrowellenschaltungen integriert werden soll, sind Zuführungen notwendig, die zweckmäßigerweise in Form eines metallischen Streifenleiters auf die Halbleiterschicht aufgebracht werden.

Wie die Querschnittszeichnungen nach Bild 2.3 erkennen lassen, wird die Welle sowohl im Bereich des induzierten Streifenleiters (Querschnitt A) als auch im Bereich der Zuleitungen (Querschnitt B) in einem Zwei-Schichten-Substrat geführt. Noch komplexer wird die Anordnung dadurch, daß für den induzierten Streifenleiter in Richtung der Oberflächennormalen keine konstante Leitfähigkeit zu erwarten ist (Y-Profil) und daß möglicherweise die metallischen Zuführungen nicht ganz sperrfrei auf die Halbleiterschicht aufgebracht werden können, was zur zusätzlichen Ausbildung einer Sperrschicht führen würde (Schottky-Kontakt-Leitung /78/). Da auf Grund der besonderen Konfiguration sowohl im Substrat als auch im induzierten Streifenleiter dielektrische und ohmsche Verluste zugleich auftreten, können die Gesamtverluste nicht mehr so ohne weiteres nach den in Kap. 2.1 dargestellten Verfahren aufgeteilt und berechnet werden.

Der Vollständigkeit halber sei das Auftreten von zusätzlichen Flächenladungen im Bereich der Halbleiter-Oberfläche und der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Substrat (Interface) erwähnt, was zumindest über die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit berücksichtigt werden muß.

Ein weiteres Problem liegt darin, daß sowohl die optisch-physikalischen Eigenschaften, wie z.B. die spektrale Empfindlichkeit, als auch bestimmte Materialparameter der aufgedampften Halbleiterschicht, wie z.B. die Leitfähigkeit oder die Dielektrizitätszahl, vom Hersteller - wenn überhaupt - nur unter der Voraussetzung einer Gleichstrombelastung angegeben werden, was nicht erkennen läßt, in welchem Maße sich diese Werte unter dem Einfluß eines Mikrowellenfeldes verändern (/42/, /43/).

Auf Grund der unvermeidlichen Diffusion von Ladungsträgern in die von der Maske abgedunkelten Halbleiterbereiche ist eine abrupte Begrenzung des Streifenleiters in x-Richtung nicht möglich (X-Profil), was letztlich zu einer Vergrößerung der effektiven Leiterbreite führt. Zudem erreicht der induzierte Streifenleiter nicht die hohe Leitfähigkeit der Metalle, d.h.

der Wellenwiderstand der Leitung wird komplex und die Theorie der schwach verlustbehafteten Leitung und das TEM-Konzept sind nur noch unter Vorbehalt gültig.

Die Enden der Metallzuführungen (Bereich C) in Bild 2.3 werfen in zweierlei Hinsicht Probleme auf. Zum einen wirken sie in der Leitungsführung als Diskontinuität und können so Wellentypen höherer Ordnung anregen, zum anderen bilden sie mit der Halbleiterschicht einen - wie auch immer gearteten - Metall-Halbleiter-Kontakt, an dem möglicherweise Photospannungen auftreten, die zusammen mit den Rekombinationseigenschaften und der Eigenabschattung der Metallzuführungen die Ladungsträgerverteilung in z-Richtung (Z-Profil) in entscheidender Weise beeinflussen.

Da es wohl kaum möglich ist, die hier dargestellten Probleme in geschlossener Form zu lösen, wird ein relativ einfaches Leitungsmodell erarbeitet, das die wesentlichen Eigenschaften einer lichtinduzierten Microstrip-Leitung berücksichtigt und Effekte zweiter Ordnung vernachlässigt. In diesem Sinne sind auch alle weiteren "worst-case"-Abschätzungen zu verstehen.

2.3 Vereinfachtes Modell der lichtinduzierten Microstrip-Leitung

Untersuchungen an Streifenleiteranordnungen mit einem Zwei- oder Mehrschichtensubstrat sind allgemein in /71/, /105/ und z.B. für spezielle Si-SiO₂-Systeme in /38/, /40/ zu finden. Sie alle erfordern relativ aufwendige numerische Feldberechnungsverfahren. Da aber der lichtinduzierte Streifenleiter selbst, d.h. bezüglich der Halbleiterphysik die größeren Probleme aufwirft, ist auf eine rechnergestützte Untersuchung der vorliegenden Zweischichtensubstrate verzichtet worden.

Setzt man voraus, daß die dielektrischen Verluste der abgedunkelten Halbleiterschicht - zumindest im vorgesehenen Frequenzbereich - gegenüber den ohmschen Verlusten zu vernachlässigen sind, d.h. $\epsilon_2''/\epsilon_2' \ll \sigma_2/\epsilon_0\epsilon_2'\omega$, und daß für den dielektrischen Träger die dielektrischen Verluste überwiegen, also $\epsilon_1''/\epsilon_1' \gg \sigma_1/\epsilon_0\epsilon_1'\omega$, so kann, wie der Verfasser in /75/ zeigt, das Zweischichtensubstrat bezüglich seiner Verluste näherungsweise durch ein Mischsubstrat (Index M) mit dem dielektrischen Verlustfaktor $\tan \delta_M$ ersetzt werden. Mit den - von allen vorliegenden Proben erfüllten - Voraussetzungen $\epsilon_2' \geq \epsilon_1'$, $\sigma_2 \gg \sigma_1$ und $h \gg t$ wird

$$\tan \delta_M \approx \tan \delta_1, \quad (2.12)$$

d.h. der dielektrische Verlustfaktor des fiktiven Mischdielektrikums geht frequenzunabhängig in den Verlustfaktor des dielektrischen Trägers über. Der Verlustfaktor selbst ist zwar prinzipiell frequenzabhängig, soll aber im vorgesehenen Frequenzbereich als frequenzunabhängig angenommen werden.

Bezüglich der transversalen Feldverteilung wirkt die dünne Halbleiterschicht als dielektrische "Abschirmung", d.h. die elektrischen Feldlinien konzentrieren sich in verstärktem Maße auf den Substratbereich. Um auch mit solchen Zweischichtensubstraten Microstrip-Leitungen mit einem Wellenwiderstand von z.B. $Z_L = 50 \Omega$ für die Zuführungen nach Bild 2.3 realisieren zu können, sind neue Z_L (w/h , ϵ_r') -Dimensionierungen notwendig, die für allgemeine Zweischichtensubstrate nicht zur Verfügung stehen. Die Erstellung solcher Dimensionierungsvorschriften mit Hilfe numerischer Feldberechnungsverfahren ist zwar prinzipiell möglich, bringt aber für die hier durchgeführten Untersuchungen keinerlei Vorteile, da zur praktischen Auswertung solcher theoretisch gefundenen Ergebnisse letztlich die entscheidenden Parameter σ_1 , σ_2 , σ_h , ϵ_1 und ϵ_2 bekannt sein müssen und diese Parameter im vorliegenden Falle jedoch nur meßtechnisch mit mehr oder weniger großen Toleranzen ermittelt werden können.

Eine praktikable Lösung, die also keinen zusätzlichen feldtheoretischen Aufwand erfordert und außerdem für die Praxis hinreichend genaue Ergebnisse liefert, ist auch hier wieder die Einführung eines fiktiven Einschichtensubstrats mit einer Dielektrizitätszahl $\epsilon_M' > \epsilon_1'$, die meßtechnisch zu bestimmen ist (Kap. 6.1). So wird z.B. in /75/ für die vorliegenden Glassubstrate (Glas: $h = 1 \text{ mm}$, $\epsilon_1' = 6,8$, CdS: $t \approx 1 \mu\text{m}$, $\epsilon_2' \approx 10,4$, Hersteller: Inst.f. Angew. Physik, Universität Münster) nach dem Einschichtenmodell ein $\sqrt{\epsilon_{\text{Meff}}} \approx 2,45$ gemessen, und zwar über ein Leitungsresonanz-Verfahren, bei dem der Wellenwiderstand der Leitung unberücksichtigt bleibt. Unter Zuhilfenahme der bekannten Diagramme $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$ (w/h , ϵ_r') und Z_L (w/h , ϵ_r'), die für die klassische Einschichten-Microstrip-Leitung gültig sind, kann so aus dem ϵ_{Meff} das entsprechende ϵ_M' ermittelt werden.

Für die weitere Untersuchung des induzierten Streifenleiters bleiben die dielektrischen Verluste der beleuchteten Halbleiterpartien unberücksichtigt - eine Annahme, die bei der Millimeterwellen-Abbildung, z.B. in /44/, üblicherweise postuliert wird.

Für das komplexe Ausbreitungsmaß einer ebenen Welle in Metallen und in schlechten Leitern bzw. Halbleitern gilt nach /65/ unter der Voraussetzung $\omega_{St} = q/\mu m_{n,p} \gg \omega$ *) allgemein

$$\gamma^2 = (\alpha + j\beta)^2 = -\mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \mu_r \left(\epsilon_r - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) \quad (2.13)$$

$$\text{mit} \quad \epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad \text{und} \quad \mu_r = \mu_r' - j\mu_r'' .$$

Mit $\epsilon_r'' \ll \sigma/\epsilon_0 \omega$ und $\mu_r'' = 0$ ergibt sich daraus das Dämpfungs- bzw. Phasenmaß zu

$$\alpha \Bigg\} = \omega \sqrt{\frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r' \mu_0 \mu_r' \left(\sqrt{1 + \vartheta^2} \mp 1 \right)}^{0.5} \quad (2.14)$$

$$(2.15)$$

mit dem ohmschen Verlustfaktor $\vartheta = \sigma/\epsilon_0 \epsilon_r' \omega$.

Für $\vartheta \gg 1$ geht Gl. (2.14) in die bekannte Gleichung für die Skintiefe über:

$$\alpha = 1/d_0 \approx (\pi f \mu_0 \mu_r' \sigma)^{0.5} . \quad (2.16)$$

Mit abnehmender Leitfähigkeit wird der Bereich der metallischen Leitung verlassen, bis nach einer Zone der Mischleitung schließlich mit $\vartheta \ll 1$ der Bereich der dielektrischen Leitung erreicht wird. Gl. (2.14) geht dann frequenzunabhängig in

$$\alpha = 1/d_0 \approx \sigma \sqrt{\mu_r' / \epsilon_r'} / 2 \epsilon_0 \epsilon_0 \quad (2.17)$$

über.

*) Nach /75/ ist übereinstimmend mit /47/ $\omega_{St}(\text{CdS}) \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

Berücksichtigt man, daß einerseits das hier verwendete α die Dämpfung einer elektrischen Feldgröße beschreibt, andererseits aber der aus der Optik definierte Absorptionskoeffizient α_{opt} die Dämpfung einer Intensität angibt, so wird $\alpha_{\text{opt}} = 2\alpha$ und Gl. (2.17) ist für $\mu_r' = 1$ identisch mit der z.B. in /3/ angegebenen Formel für die Absorption der Mikrowellenstrahlung durch freie Ladungsträger.

Grundsätzlich haben die Gleichungen (2.14) bis (2.17) nur Gültigkeit, wenn die Leitfähigkeit konstant, d.h. ortsunabhängig ist. In Halbleitern können aber einerseits unkompenzierte Oberflächenraumladungen die Leitfähigkeit im Bereich der Oberfläche (bis zu einigen 100 Å) stark verändern, andererseits ist die Leitfähigkeit beleuchteter Halbleiterschichten auf Grund von Absorptions- und Diffusionsprozessen im allgemeinen ortsabhängig, so daß eine Modifizierung der Eindringtiefe nach /39/ sinnvoll erscheint. In diesem Zusammenhang ist das Leitfähigkeitsprofil in y-Richtung, also senkrecht zur Oberfläche, von besonderem Interesse.

Wie aber die entsprechenden Untersuchungen in Kap. 3 und 4 zeigen, ist für optimierte Streifenleiter die Leitfähigkeit näherungsweise konstant. Auf eine Modifizierung der äquivalenten Leitschichtdicke kann verzichtet werden, zumal die Einflüsse der Oberflächenraumladungen bei Schichtdicken t , die wesentlich größer als die Ausdehnung der Raumladungsschicht und sehr viel kleiner als die normale Skintiefe d_0 sind, als Effekte zweiter Ordnung zu vernachlässigen sind.

In Bild 2.4 ist die aus Gl. (2.14) abgeleitete Eindringtiefe für einen Halbleiterwerkstoff mit $\epsilon_r' = 10$ und $\mu_r' = 1$ (z.B. Cadmiumsulfid) über der Frequenz aufgetragen, mit der Leitfähigkeit als Parameter.

Man erkennt, daß für Leitfähigkeiten von $\sigma \leq 100 \text{ Scm}^{-1}$ die Eindringtiefe d_0 im vorgesehenen Frequenzbereich von 0,5 ... 4 GHz größer als 80 μm ist und somit größer als die Schichtdicke $t \leq 10 \mu\text{m}$ des aufgedampften Halbleitermaterials. Da die hier maximal zu erreichende Leitfähigkeit des induzierten Streifenleiters mit einer Strahlungsdichte von ca. 2 W/cm^2 (entsprechend $5 \cdot 10^5 \text{ Lux}$) für CdSe nach Bild 5.5 bei ca. 0,5 Scm^{-1} liegt, ist in jedem Falle die Bedingung

$$t \ll d_0 \quad (2.18)$$

erfüllt.

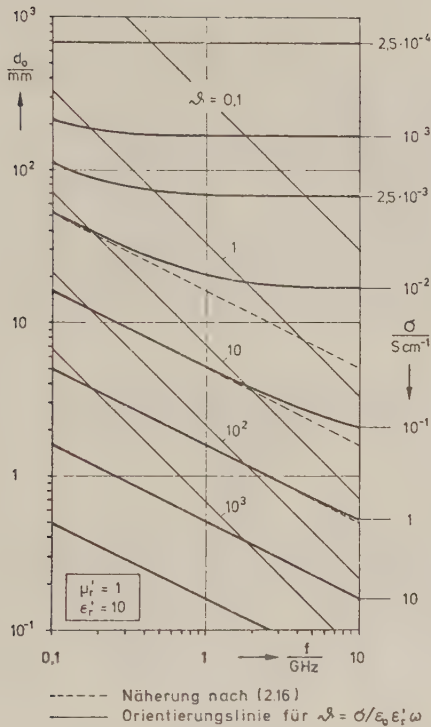


Bild 2.4 Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Frequenz

Das bedeutet, daß der Skineffekt und näherungsweise auch der Proximity-effekt unwirksam werden. Der gesamte Streifenleiterquerschnitt führt Hochfrequenzstrom bei annähernd gleichmäßiger Oberflächenstromverteilung, was nach Bild 2.2 für $R_s \geq 10 \Omega$ ohnehin zu erwarten ist.

Nach diesen Ausführungen ist es möglich, allen weiteren Untersuchungen ein vereinfachtes Modell der induzierten Microstrip-Leitung gemäß Bild 2.5 zugrunde zu legen.

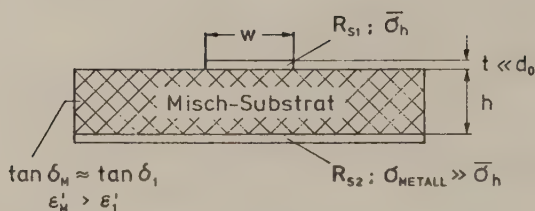


Bild 2.5 Vereinfachtes Modell der licht-induzierten Microstrip-Leitung

Dieses Modell hat den Vorteil, daß durch die Rückführung auf ein Einschichtensubstrat fast alle Ergebnisse der klassischen Microstrip-Leitung direkt übernommen werden können.

So ergibt sich für die Berechnung der Verluste wieder eine einfache Aufteilung nach Kap. 2.1, wenn man davon absieht, daß die Voraussetzung einer schwach verlustbehafteten Leitung nicht unbedingt erfüllt ist.

Die Dämpfung auf Grund dielektrischer Verluste berechnet sich nach Gl. (2.8) aus

$$\alpha_D \approx \frac{\pi}{\lambda_0} \frac{\epsilon_{Meff} - 1}{\epsilon'_M - 1} \frac{\epsilon'_M}{\sqrt{\epsilon_{Meff}}} \tan \delta_1 \quad . \quad (2.19)$$

Bezüglich der Gesamtdämpfung ist aber dieses α_D mit Sicherheit zu vernachlässigen gegenüber der ohmschen Dämpfung des induzierten Streifenleiters, da hierfür wegen $\sigma_{max} \approx 0,5 \text{ Scm}^{-1}$ weit höhere Werte zu erwarten sind.

Zur Berechnung der Leiterdämpfung α_L kann wegen der Verletzung von Gl. (2.11) durch Gl. (2.18) nicht mehr auf Gl. (2.9) zurückgegriffen werden. Dafür ist aber die Verwendung von Gl. (2.4) umso sinnvoller, zumal die annähernd gleichmäßige Stromverteilung des induzierten Leiters den Voraussetzungen von Gl. (2.4) entgegenkommt:

Unter den dargelegten Verhältnissen wird $R_{S1} \gg R_{S2}$ und damit Gl. (2.4) zu

$$\alpha_L \approx \frac{R_{S1}}{2wZ_L} \gg \alpha_D \quad . \quad (2.20)$$

Nach /100/ und /77/ werden die Leiterverluste mit dieser Formel bzw. mit Gl. (2.4) für $w/h < 2$ um etwa 75 ... 80 % zu hoch bewertet. Da aber mit den vorliegenden Proben die auch für Gl. (2.4) notwendige Voraussetzung einer schwach verlustbehafteten Leitung ohnehin nicht zu erfüllen ist, steht mit Gl. (2.20) eine Gleichung zur Verfügung, die allenfalls noch orientierenden Charakter trägt. Den Weg für die weitere Entwicklung vermag sie jedoch direkt anzugeben.

Wegen Gl. (2.18) gilt jetzt für den Flächenwiderstand (z.B. nach /20/)

$$R_S = 1/\sigma t \quad . \quad (2.21)$$

Damit verändert sich Gl. (2.20) zu

$$\alpha_L \approx \frac{1}{2wZ_L\sigma_h t} \quad . \quad (2.22)$$

Geht man davon aus, daß die lichtinduzierten Microstrip-Strukturen in Systemen mit fest vorgegebenem Wellenwiderstand arbeiten, so liegen Z_L und w von vorneherein fest. Man erkennt, daß dann die Dämpfung der beleuchteten Halbleiterzone minimal wird, wenn das Produkt $\sigma_h \cdot t$ maximal wird. Ein möglichst großes $\sigma_h \cdot t$ -Produkt ist unabhängig von der Leitungslänge sowohl für die Verwendung als Leitung als auch für die in Kap. 7 vorgestellten Modulatoren wünschenswert.

Ziel der weiteren Untersuchungen ist es, die Abhängigkeit dieses σt -Produkts von weiteren physikalischen Parametern zu ermitteln, um schließlich diese Parameter für ein Max $\{\sigma t\}$ zu optimieren.

3. Physikalische Probleme inhomogen beleuchteter Halbleiterschichten

3.1 Objektgebundene Voraussetzungen zur Berechnung der Photoleitfähigkeit

Wie die hochfrequenztechnischen Überlegungen in Kap. 2 gezeigt haben, werden die Eigenschaften einer lichtinduzierten Microstrip-Leitung - insbesondere ihre Verluste bzw. ihre Dämpfung - in entscheidender Weise durch das Produkt aus Hall-Leitfähigkeit σ_h und Schichtdicke t des aufgedampften Halbleitermaterials bestimmt. Somit ist es zweckmäßig, vor weiteren hochfrequenztechnischen Untersuchungen zunächst einmal die mit diesem Leitfähigkeits-Schichtdicke-Produkt zusammenhängenden physikalischen Probleme näher zu betrachten.

Die Leitfähigkeit eines Halbleitermaterials berechnet man allgemein aus der Gleichung

$$\sigma = q\mu_n n + q\mu_p p = q[\mu_n(E_\lambda)n(E_\lambda) + \mu_p(E_\lambda)p(E_\lambda)] \quad (3.1)$$

Darin sind μ_n und μ_p die Beweglichkeiten der Elektronen bzw. der Löcher, n und p die Elektronen- bzw. Löcherkonzentration, q die Elementarladung und E_λ die Beleuchtungsstärke. Durch Lichteinstrahlung wird die Leitfähigkeit um den Betrag $\Delta\sigma$ angehoben gemäß der Beziehung

$$\sigma_h = \sigma_d + \Delta\sigma = (1 + \Delta\sigma/\sigma_d)\sigma_d = K\sigma_d \quad (3.2)$$

wobei $K = \sigma_h/\sigma_d$ das Langzeit-Kontrastverhältnis zwischen den jeweiligen stationären Hell-Dunkel-Zuständen ist. Eine Änderung der Leitfähigkeit kann - wie in Gl. (3.1) angedeutet - prinzipiell durch eine Variation der Beweglichkeit (barrier mechanism) und/oder durch eine Variation der Anzahl (number mechanism) der freien Ladungsträger hervorgerufen werden /14/, /74/. Insbesondere bei dünnen Halbleiterschichten mit möglicherweise inhomogenem Kristallgefüge ist der Einfluß der Beweglichkeitsänderung bei Beleuchtung nicht unerheblich (näheres hierzu in Kap. 5). Der dominierende Effekt ist aber hier ohne Zweifel die Änderung der Anzahl der Ladungsträger.

Berücksichtigt man die Beweglichkeitsänderung durch das Einführen einer effektiven Driftbeweglichkeit μ_{eff} , so ergibt sich die Grundgleichung der Photoleitung zu

$$d_h = d_d + \Delta d = q(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) + q[\mu_{n\text{eff}} \Delta n(E_\lambda) + \mu_{p\text{eff}} \Delta p(E_\lambda)] \quad (3.3)$$

Leitfähigkeitsänderungen durch Temperatureinflüsse (Bolometereffekte $\partial n, p / \partial T$ und $\partial \mu / \partial T$) werden im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt. Inwieweit sie bei der Interpretation von Meßergebnissen zu berücksichtigen sind, ist an den entsprechenden Stellen in Kap. 5 vermerkt.

Zur Anregung der Photoleitung dient hier z.B. das "weiße Licht" einer 250 W-Halogen-Projektorlampe mit einer spektralen Leistungsverteilung, die näherungsweise der eines schwarzen Strahlers bei $T \approx 3200$ K entspricht. Nur in einem speziellen Fall (Kap. 5) wird mit Hilfe eines Argon-Lasers monochromatisch angeregt.

Resonanzeffekte des Lichtes innerhalb der Schichtdicke t sind sowohl bei der breitbandigen Einstrahlung als auch im Falle der monochromatischen Anregung nicht zu erwarten, da sich bei einer optischen Wellenlänge in Luft von $\lambda_{\text{opt}} \approx 0,5 \mu\text{m}$ und einer Schichtdicke $t \approx 5 \mu\text{m}$ unter Berücksichtigung der Brechungszahl n des Halbleiters eine normierte Schichtdicke von $t \cdot n / \lambda_{\text{opt}} \approx 25 \dots 30$ Halbwellenlängen ergibt und die relativ starke Absorption der einfallenden Strahlung innerhalb der Halbleiterschicht auch bei optisch günstigen Oberflächen- bzw. Interface-Eigenschaften keine wirksamen Resonanzeffekte auftreten läßt /44/, /55/.

Zur Berechnung der Konzentrationsverläufe wird eine optische Paarerzeugung als direkter Band-Band-Übergang angenommen, d.h. die Diffusionsgleichungen werden nach der 2-Träger-Theorie gelöst. Das wiederum setzt eine Intrinsic- oder Fundamentalabsorption voraus, bei der die Photonenenergie $h \cdot \nu$ größer oder gleich dem Bandabstand W_{LV} ist - eine Forderung, die bei den eingesetzten Lichtquellen und den starken Injektionen sicherlich erfüllt ist.

Die Rekombinationsvorgänge werden - wenigstens näherungsweise - mit Hilfe der stationären Lebensdauern beschrieben, so daß direkte Band-Band-Übergänge als Ein-Stufen-Prozesse und nicht-entkoppelte Zwei-Stufen-Prozesse

über ein Streuzentrum nach dem Modell von Shockley, Read und Hall erfaßt sind. Diese Voraussetzungen reichen aber zur Beschreibung der überaus komplizierten Rekombinationsvorgänge in aktivierten Photohalbleitern im allgemeinen nicht aus, so daß sich von hier her schon die Grenzen der errechneten Profilkurven abzeichnen.

In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß die für aktivierte Photohalbleiter recht komplexen Präparationstechniken nur das "know-how" zur Herstellung angeben, die dadurch hervorgerufenen Effekte aber oft nur in unvollständiger Weise der Theorie zugänglich gemacht werden können /41/. Somit ist es kaum möglich, eine exakte Analyse der elektronischen Vorgänge im Halbleiterinneren in geschlossener Form durchzuführen, noch weniger also für den Fall der starken Injektion (high und super-high injection). Für die einfachsten Fälle (keine Zentren, keine Haftstellen, eindimensionales Problem) sind Ansätze zur Analyse der Photoleitfähigkeit unter starker Beleuchtung in der Literatur zu finden, so z.B. in /70/ und /84/.

Im Rahmen dieser Untersuchungen erscheint es angemessen, die Photoleitfähigkeit unter der Annahme schwacher Injektionen zu berechnen und - nach den Ausführungen von LEVIN in /55/ - diese lineare Kleinsignaltheorie als Näherung nullter Ordnung für das Großsignalverhalten zu betrachten. Die auf diese Weise gewonnenen Erkenntnisse werden bei Verwendung von aktivierten Photohalbleitern im nachhinein entsprechend modifiziert (Kap. 5), so daß die besonderen Eigenschaften wenigstens pauschal im Endergebnis berücksichtigt sind.

Neben dem spezifischen Kristallaufbau und den daraus abgeleiteten Parametern bestimmen Inhomogenitäten der verschiedensten Art die nach außen in Erscheinung tretenden Eigenschaften eines Photohalbleiters. So ist bei den hier verwendeten Proben z.B. die aufgedampfte Halbleiterschicht selbst als polykristallines Gefüge inhomogen. Die Abschattung bestimmter Halbleiterbereiche durch Masken oder Zuleitungen und die Absorption des eindringenden Lichtes bewirken eine inhomogene Anregung. Schließlich bilden die Metall-Halbleiter-Übergänge, die freie Oberfläche und das Interface weitere unvermeidliche Inhomogenitäten. All das führt zu inhomogenen Ladungsträgerdichten und somit zur Ladungsträgerdiffusion, d.h. Gl. (3.3) wird zusätzlich ortsabhängig.

Die Bestimmung der Ladungsträgerverteilung im Bereich des induzierten Streifenleiters ist demnach ein dreidimensionales Problem. Vorausgesetzt ist eine zeitunabhängige Anregung, d.h. es wird nur der stationäre Zustand untersucht.

Für räumlich ähnliche Anordnungen sind Lösungen in der Literatur angegeben, z.B. /23/, /54/, /62/, /79/, jedoch immer mit den vereinfachenden Annahmen, daß entweder die Absorption der Photonen ausschließlich in der bestrahlten Oberfläche stattfindet, oder die Halbleiterschicht in der Tiefe nicht begrenzt ist ($t \rightarrow \infty$). Die Einführung einer begrenzten Schichtdicke und die Ausweitung der Trägergeneration über die gesamte Schichtdicke ergeben eine 3-dimensionale Diffusionsgleichung, die mit Hilfe einer vernünftigen Abschätzung zu jeweils eindimensionalen Gleichungen vereinfacht werden kann, ohne die letztlich für die technische Anwendung relevanten Trägerkonzentrations-Verläufe wesentlich zu verfälschen.

Aufgrund der geometrischen Verhältnisse ist nach Bild 2.3 die Bedingung $l \gg w \gg t$ erfüllt. Dadurch ist es möglich, die Ladungsträgerverteilung senkrecht zur beleuchteten Oberfläche (Y-Profil) eindimensional auszurechnen, ohne daß die Trägerdiffusion in x- und y-Richtung darauf einen allzu großen Einfluß nehmen könnte.

Abgesehen von den Kontaktbereichen (C in Bild 2.3) ist die Diffusion in z-Richtung vernachlässigbar klein, so daß die - zumindest relative - Ladungsträgerverteilung in x-Richtung ebenfalls eindimensional zu bestimmen ist. Näherungsweise kann das Y-Profil als Wichtungsfaktor multiplikativ zugesetzt werden.

3.2 Leitfähigkeitsprofil in x-Richtung für schwache Injektion

Die eindimensionale Verteilung der Elektronen- und Löcherkonzentration in einer dünnen, inhomogen beleuchteten Halbleiterschicht gemäß Bild 3.1a ist von ADLER, SMITH und LONGINI in /1/ berechnet worden - die nach Wissen des Verfassers genaueste Untersuchung dieser Art. Sie sei im folgenden gekürzt wiedergegeben.

Ausgangspunkt dieser und aller weiteren Berechnungen sind die Grundgleichungen, die die wesentlichsten elektronischen Vorgänge im Halbleiterinnern beschreiben, nämlich

die Transportgleichungen

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \text{grad } p \quad (3.4)$$

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \text{grad } n \quad (3.5)$$

die Kontinuitätsgleichungen

$$\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_p + R - G = -\partial p / \partial t \quad (3.6)$$

$$-\frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n + R - G = -\partial n / \partial t \quad (3.7)$$

und die Poisson-Gleichung

$$\text{div} \vec{E} = \frac{q}{\epsilon} (N_D^+ - N_A^- + p - n) \quad (3.8)$$

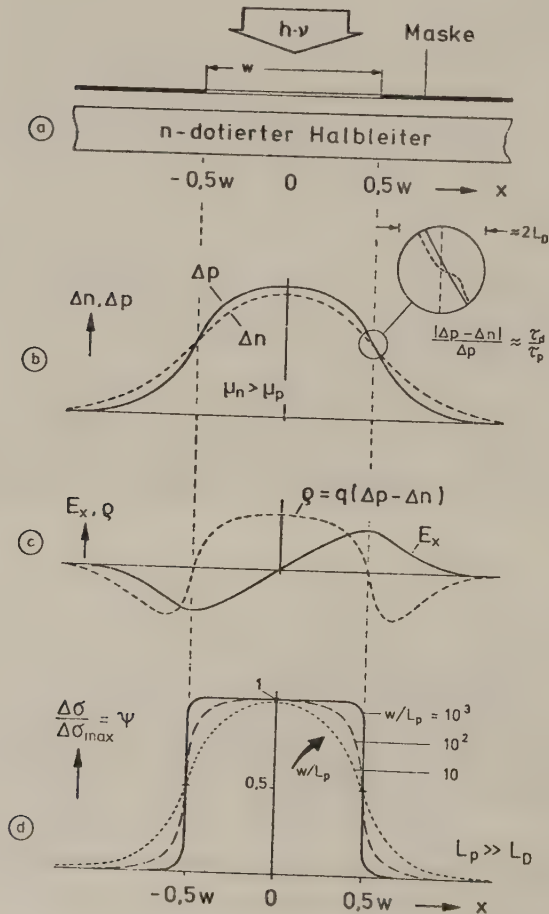


Bild 3.1 Inhomogen beleuchteter Halbleiter, b und c nach [1]

Darin sind $\vec{J}_n$ und $\vec{J}_p$ die Elektronen- bzw. Löcherstromdichte, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, D_n und D_p die Diffusionskonstanten der Elektronen bzw. Löcher, G und R die Generations- bzw. Rekombinationsrate und N_D^+ bzw. N_A^- die Dichte der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren.

Zur Lösung des Problems werden folgende Voraussetzungen gemacht (nach [1]):

Das verwendete Halbleitermaterial sei ein Störstellenhalbleiter, hier z.B. n-dotiert. Für die Gleichgewichtskonzentrationen gelte $n_0 \gg p_0$; diese seien beide ortsunabhängig. (3.9)

Die Halbleiterschicht habe eine genügend hohe Leitfähigkeit, damit die Bedingung der Quasineutralität erfüllt ist:

$$\left| \frac{\Delta p - \Delta n}{\Delta p} \right| \approx \left| \frac{\Delta p - \Delta n}{\Delta n} \right| \ll 1 \quad . \quad (3.10)$$

Die Beweglichkeit μ_{en} für Elektronen und Löcher mögen in derselben Größenordnung liegen, d.h.

$$1 < \mu_n / \mu_p < 20 \quad . \quad (3.11)$$

Es sei ein Rekombinationsmechanismus vorherrschend (keine Haftstellen), so daß mit den stationären Lebensdauern gerechnet werden kann, d.h. es gilt

$$R - G = R - G_{th} - g = \Delta p / \tau_p - g \quad . \quad (3.12)$$

Es trete keine äußere Strombelastung auf, d.h. es gilt $\vec{J} = \vec{J}_p + \vec{J}_n = 0$. (3.13)

Die Halbleiterschicht sei in x- und z-Richtung unendlich weit ausge-
dehnt und habe eine optisch dünne und konstante Schichtdicke t (3.14)

(Reduzierung auf ein eindimensionales Problem). Es werde ausschließlich der stationäre Zustand betrachtet, d.h. $\partial/\partial t = 0$. (3.15)

Die Lichtgenerationsrate g sei zeitlich und räumlich konstant. (3.16)

Die Beleuchtungsstärke sei hinreichend klein (low injection), so daß $\Delta n, \Delta p \ll n_0$ erfüllt ist, also gemäß Gl. (3.2) ein Kontrastverhältnis von $K \approx 1$ vorliegt. (3.17)

Mit diesen Annahmen vereinfacht sich das Gleichungssystem (3.4) bis (3.8) zu:

$$J_p(x) = - q D_p \frac{d(\Delta p)}{dx} \quad (3.18)$$

$$J_n(x) = q \mu_n n_0 E_x(x) + q D_n \frac{d(\Delta n)}{dx} \stackrel{!}{=} J_p(x) \quad , \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_p(x)}{dx} + \frac{\Delta p}{\tau_p} - g = 0 \quad , \quad (3.20)$$

$$\frac{dE_x}{dx} = \frac{q}{\epsilon} (\Delta p - \Delta n) \quad \text{mit} \quad \Delta p \neq \Delta n \quad . \quad (3.21)$$

Daraus ergeben sich die Diffusionsgleichungen für Löcher und Elektronen zu:

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta n - \frac{\Delta n}{L_D^2} = -F \Delta p - \frac{g}{D_n} \quad \text{und} \quad (3.22)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta p - \frac{\Delta p}{L_p^2} = -\frac{g}{D_p} \quad \text{mit} \quad (3.23)$$

$$(3.24)$$

$$F = (1/L_D^2 - 1/bL_p^2) \quad , \quad b = \mu_n/\mu_p \quad , \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad , \quad L_D = \sqrt{D_n \tau_d} \quad \dots (3.27)$$

Auf Grund der schwachen Injektion behalten sowohl μ_n und μ_p als auch τ_p bzw. L_p und L_D unverändert ihre Dunkelwerte, d.h. sie sind unabhängig von der Konzentration bzw. unabhängig von der Beleuchtungsstärke. Zur Berechnung der Konzentrationsverläufe haben ADLER, SMITH und LONGINI wegen Gl. (3.17) den Feldstrom der Minoritätsträger gegenüber dem Diffusionsstrom vernachlässigen können, die innere Feldstärke aber explizit über Gl. (3.8) quantitativ berücksichtigt.

Für die Konzentrationsverläufe $\Delta p(x)$ und $\Delta n(x)$ - aus Symmetriegründen auf den Bereich $x \geq 0$ beschränkt - ergeben sich nach /1/ die folgenden Beziehungen:

Für den beleuchteten Teil $0 \leq x \leq w/2$

$$\Delta p(x) = g \tau_p [1 - \exp(-w/2L_p) \cosh(x/L_p)] \quad (3.28)$$

$$\Delta n(x) = g \tau_p \left[1 - \Gamma \exp(-w/2L_p) \cosh(x/L_p) + \frac{(\Gamma - 1) \exp(-w/2L_D) \cosh(x/L_D)}{\Gamma} \right] \quad (3.29)$$

$$\text{mit} \quad \Gamma = (1 - L_D^2/bL_p^2)(1 - L_D^2/L_p^2)^{-1} \quad (3.30)$$

Für den unbeleuchteten Teil $x \geq w/2$

$$\Delta p(x) = g \tau_p \sinh(w/2L_p) \exp(-x/L_p) \quad (3.31)$$

$$\Delta n(x) = [\Gamma \sinh(w/2L_p) \exp(-x/L_p) - (\Gamma - 1) \sinh(w/2L_D) \exp(-w/L_D)] g \tau_p \quad (3.32)$$

Diese Konzentrationsverläufe sind qualitativ in Bild 3.1b dargestellt; den Verlauf der elektrischen Feldstärke $E_x(x)$ und der Raumladungsdichte $\rho(x)$ zeigt Bild 3.1c. Durch Einsetzen von Gl. (3.28) bis Gl. (3.32) in Gl. (3.3) erhält man das exakte Leitfähigkeitsprofil in x-Richtung für schwache Injektionen zu

$$\begin{aligned} d_h(x) &= d_d + \Delta d(x) \\ &= d_d + qg\tau_p[(\mu_n + \mu_p) + \mu_n(\Gamma - 1)\exp(-w/2L_D)\cosh(x/L_D) - (\mu_n + \mu_p)\exp(-w/2L_p)\cosh(x/L_p)] \quad \text{für } 0 \leq x \leq w/2, \\ &= d_d + qg\tau_p[(\mu_n + \mu_p)\sinh(w/2L_p)\exp(-x/L_p) - (\Gamma - 1)\mu_n\sinh(w/2L_D)\exp(-x/L_D)] \quad \text{für } x \geq w/2. \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$(3.34)$$

Wie eine Abschätzung der Diffusionslänge L_p und der Debyelänge L_D für Halbleiter genügend hoher Leitfähigkeit (etwa $\sigma \gtrsim 10^{-5}$ S/cm) zeigt, gilt

$$L_D \ll L_p, \quad (3.35)$$

eine Beziehung, die für ausgesprochene Photohalbleiter im Dunkelzustand nicht unbedingt und mit den Lebensdauern und dielektrischen Relaxations-

zeiten der hier verwendeten Halbleiterschichten (Kap. 5) gerade noch erfüllt ist ($L_D < L_p$).

Damit wird $\Gamma \approx 1$ bzw. $(\Gamma - 1) \ll 1$. Berücksichtigt man außerdem noch, daß für alle praktischen Fälle

$$w \gg L_p \quad (3.36)$$

ist, so kann die auf ihren Maximalwert (homogene Anregung, keine Diffusion) $\Delta\sigma_{\max} = q(\mu_n + \mu_p) g_{TP}$ bezogene Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma(x)$ als normiertes Leitfähigkeitsprofil $\psi(x) = \Delta\sigma(x)/\Delta\sigma_{\max}$ näherungsweise wie folgt geschrieben werden:

$$\psi(x) \approx 1 - \exp(-w/2L_p) \cosh(x/L_p) \quad \text{für } 0 \leq x \leq w/2 \quad (3.37)$$

und $\psi(x) \approx \sinh(w/2L_p) \exp(-x/L_p) \quad \text{für } x \geq w/2 \quad (3.38)$

Wie aus dem Kurvenverlauf nach Bild 3.1d zu erkennen ist, sind die Ergebnisse für Hell- und Dunkelzone näherungsweise punktsymmetrisch zum Randwert $\psi(\pm w/2)$. Die tatsächlich vorhandenen Abweichungen von der Punktsymmetrie lassen sich auf Grund des gewählten Maßstabes in Bild 3.1d nicht mehr auflösen.

Das als Parameter eingetragene Verhältnis w/L_p ist ein Maß für das Abfließen der Ladungsträger aus der beleuchteten Zone und beeinflußt so in entscheidender Weise die effektive Leiterbreite des induzierten Streifenleiters.

3.3 Leitfähigkeitsprofil in y-Richtung für schwache Injektion

Die Verteilung der Elektronen- und Löcherkonzentration senkrecht zur beleuchteten Oberfläche läßt sich als bereichsweise eindimensionales Problem nach genau derselben Methode bestimmen, wie sie ADLER, SMITH und LONGINI zur Berechnung der Konzentrationsverteilung in x-Richtung angegeben haben. Unter Vernachlässigung des Feldstromes der Minoritätsträger und unter quantitativer Berücksichtigung der inneren elektrischen Feldstärke erhält

man in Analogie zu Gl. (3.22) und Gl. (3.23) die Diffusionsgleichungen für Löcher und Elektronen zu:

$$\frac{d^2 \Delta p}{dy^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = - \frac{g(y)}{D_p} \quad \text{und} \quad (3.39)$$

$$\frac{d^2 \Delta n}{dy^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = - F \Delta p - \frac{g(y)}{D_n} \quad (3.40)$$

Auch hier gelten die Voraussetzungen Gl. (3.9) bis Gl. (3.17) mit Ausnahme von Gl. (3.16), denn die Lichtgenerationsrate g ist hier nur zeitlich, aber nicht mehr räumlich konstant.

Es sei zunächst der Fall einer unendlich dicken Halbleiterschicht angenommen. Das bei $y = 0$ auf die freie Oberfläche auftreffende Licht bewirkt eine Lichtgenerationsrate $g(y)$, die nach dem Absorptionsgesetz zum Halbleiterinnern hin exponentiell abnimmt (Bild 3.2a) gemäß der Beziehung

$$g(y) = g(0) \exp(-\alpha_{\text{opt}} y) \quad (3.41)$$

Da hier keine Verwechslung mit dem Mikrowellen-Dämpfungsmaß α zu befürchten ist, wird im folgenden der optische Absorptionskoeffizient α_{opt} ohne Index als α weitergeführt.

Die freie Oberfläche selbst beeinflusst in vielfältiger Weise die elektronischen Vorgänge im Halbleiter. Dieser Einfluß beschränkt sich nicht nur auf den unmittelbaren Bereich der Oberfläche. Auch im Halbleiterinnern - insbesondere bei dünnen Schichten (2 Oberflächen) - kann das Vorhandensein freier Oberflächen die Diffusions- und Rekombinationsvorgänge stark verändern - man spricht von einem Durchgriff der Oberfläche zum Halbleiterinnern (näheres hierzu in Kap. 5).

In erster Linie verursacht die freie Oberfläche eine verstärkte Rekombination der freien Ladungsträger an der Stelle $y = 0$, d.h. ein auf die Oberfläche zufließender Diffusionsstrom kann durch Oberflächenrekombination vernichtet werden. Nach [3/, /58/] ist dieser absorbierte Diffusionsstrom - zumindest für schwache und mittlere Injektionen - proportional zur Dichteabweichung der Ladungsträger. Daraus ergibt sich die Randbedingung für die freie Oberfläche zu

$$D_p \frac{d}{dy} \Delta p(0) = s \Delta p(0) \quad \text{bzw.} \quad D_n \frac{d}{dy} \Delta n(0) = s \Delta n(0) . \quad (3.42)$$

Die hier als Proportionalitätsfaktor auftretende Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s ist ein Parameter, der die Optimierung des Streifenleiters bezüglich minimaler Verluste in entscheidender Weise beeinflusst.

Mit der Annahme einer unendlich großen Schichtdicke ist eine weitere Randbedingung verbunden, nämlich

$$\Delta p(y=\infty) = \Delta n(y=\infty) = 0 . \quad (3.43)$$

Auf Grund der schwachen Injektion nach Gl. (3.17) sind μ und τ_p bzw. L_p und L_D wieder konzentrationsunabhängig, und man erhält über Gl. (3.42) und Gl. (3.43) als Lösung der Diffusionsgleichung (3.39) die Konzentrationsverteilung der Löcher zu

$$\Delta p(y) = g(0) \tau_p (\alpha^2 L_p^2 - 1)^{-1} [(\alpha L_p^2 + s \tau_p)(L_p + s \tau_p)^{-1} \exp(-y/L_p) - \exp(-\alpha y)] . \quad (3.44)$$

Dieses Ergebnis wiederum ermöglicht die Lösung von Gl. (3.40). Setzt man voraus, daß neben Gl. (3.35) zusätzlich noch die Bedingung

$$(\alpha L_D)^2 \ll 1 \quad (3.45)$$

gültig ist, so ergibt sich für den Konzentrationsverlauf der Elektronen

$$\Delta n(y) = g(0) \tau_p (\alpha^2 L_p^2 - 1)^{-1} [A \exp(-y/L_D) + B \exp(-y/L_p) - \exp(-\alpha y)] , \quad (3.46)$$

$$\text{mit} \quad A = \frac{(b-1)(\alpha L_p - 1)}{(1 + \frac{s \tau_p}{L_p})(1 + \frac{L_D}{s \tau_p})} \quad \text{und} \quad B = \frac{(\alpha L_p^2 + s \tau_p)}{L_p + s \tau_p} .$$

Ein Vergleich zwischen Gl. (3.44) und Gl. (3.46) zeigt, daß die Elektronenkonzentration mit $A \neq 0$ prinzipiell von der Löcherkonzentration abweichen

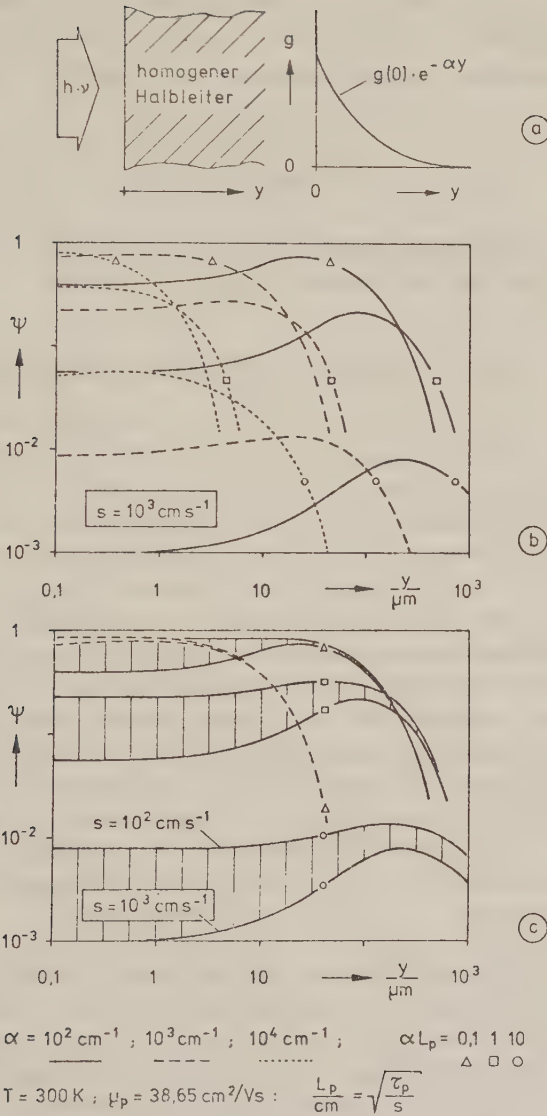


Bild 3.2 Durch Absorption und Diffusion bedingte Leitfähigkeitsprofile $\psi(y)$

kann. Für alle praktisch interessanten Fälle ist aber $|A| < |B|$, so daß der Term $A \cdot \exp(-y/L_D)$ - nicht zuletzt auch wegen Gl. (3.35) - vernachlässigbar klein wird.

Bis auf die theoretisch möglichen Abweichungen auf einer Strecke von einigen DebyeLängen direkt unterhalb der Oberfläche wird

$$\Delta p(y) \approx \Delta n(y) \quad . \quad (3.47)$$

Für das entsprechende Leitfähigkeitsprofil $\Delta \sigma(y)$ - wieder auf den Maximalwert $\Delta \sigma_{\max} = q(\mu_n + \mu_p) g(0) \tau_p$ normiert - gilt

$$\psi(y) \approx (\alpha^2 L_p^2 - 1)^{-1} [(\alpha L_p^2 + s \tau_p) (L_p + s \tau_p)^{-1} \exp(-y/L_p) - \exp(-\alpha y)] \quad (3.48)$$

$$\text{für } \alpha L_p \neq 1$$

bzw.

$$\psi(y) \approx 0,5 [L_p / (L_p + s \tau_p) + y / L_p] \exp(-y/L_p) \quad (3.49)$$

$$\text{für } \alpha L_p = 1 \quad .$$

Wie man aus Gl. (3.48) erkennt, setzt sich das Leitfähigkeitsprofil - abgesehen von einem gemeinsamen Amplitudenfaktor - additiv aus zwei Termen zusammen, einem Diffusionsterm $\sim \exp(-y/L_p)$ und einem Absorptionsterm $\sim \exp(-\alpha y)$. Durch geeignete Wahl der Parameter (pauschal für $\alpha L_p > 1$) ist es jetzt möglich, den Ladungsträgerverlust auf Grund des Absorptionsgesetzes - und somit die Abnahme der Photoleitfähigkeit - zum Halbleiterinnern hin in gewisser Weise zu kompensieren: Aus dem trägerreicheren Gebiet werden Ladungsträger per Diffusion in die trägerärmere Zone geschwemmt. Dieses charakteristische Verhalten ist in Bild 3.2b für einige spezielle Parameterwerte dargestellt.

Wichtig ist in diesem Zusammenhang nur die Verschiebung der Leitfähigkeitsprofile ins Halbleiterinnere. Aussagen über die absoluten Leitfähigkeitspegel sind aus diesen Kurven nicht zu gewinnen, da hier das normierte Profil aufgetragen ist und $\Delta \sigma_{\max}$ selbst noch von τ_p und über $g(0)$ von α abhängig ist. Der Einfluß der diversen Parameter auf den absoluten Verlauf der Photoleitfähigkeit $\Delta \sigma(y)$ wird zur Optimierung des Streifenleiters in Kap. 4 noch ausführlicher behandelt.

Wie aus den Kurvenverläufen zu ersehen ist, gewinnt der Diffusionsterm - bei konstantem α - mit steigender Diffusionslänge L_p an Bedeutung. Bei geringer Absorption und verstärkter Rekombination an der Oberfläche erreicht die Leitfähigkeit erst im Halbleiterinnern ein ausgeprägtes Maximum.

Nach Bild 3.2c ist ein Leitfähigkeitsrückgang - und damit eine Abnahme der Empfindlichkeit - durch Oberflächenrekombination für schwache Absorption besonders ausgeprägt. Man erkennt, daß bei verminderter Oberflächenrekombination - ein $s = 100 \text{ cm/s}$ entspricht schon einer hohen Oberflächengüte - eine deutlich homogenere Leitfähigkeitsverteilung zu erzielen ist.

3.4 Leitfähigkeitsprofil in x-Richtung für starke Injektion

Die in Kap. 3.2 und 3.3 berechnete Leitfähigkeitsverteilung innerhalb der beleuchteten Halbleiterschicht und der benachbarten Randzonen gilt nach Voraussetzung für schwache Injektionen, d.h. für $\Delta n, \Delta p \ll n_0$ oder etwa $E_\lambda \lesssim 100 \text{ lx}$. Es ist zu erwarten, daß sich die daraus abgeleiteten Ergebnisse auch für mittlere Injektionen, d.h. für $\Delta n, \Delta p \lesssim n_0$ oder etwa $100 \text{ lx} \lesssim E_\lambda \lesssim 5 \text{ klx}$, ohne wesentliche Änderungen direkt übernehmen lassen. Für starke Injektionen - also $\Delta n, \Delta p \gtrsim n_0$ oder etwa $5 \text{ klx} \lesssim E_\lambda \lesssim 100 \text{ klx}$ - sind diese Ergebnisse sicherlich nicht mehr streng gültig, lassen sich aber - zumindest für erste Abschätzungen - noch als Näherungen nullter Ordnung /55/ verwenden.

Im folgenden wird versucht, die Probleme bei starker Injektion mit Hilfe der "ambipolaren Diffusion" zu lösen, um bezüglich der Leitfähigkeitsprofile wenigstens eine Näherungslösung erster Ordnung zu erhalten.

Die Forderung nach möglichst geringen Verlusten im lichtinduzierten Streifenleiter, d.h. geringe Dämpfung bei Verwendung als Leitung oder große Modulationsgrade bei Verwendung als Modulatorsystem, bedingt eine mittlere Leitfähigkeit der beleuchteten Halbleiterzone, die um einige Zehnerpotenzen höher ist als die der abgedunkelten Bereiche. Die erforderlichen Kontrastverhältnisse erreichen Werte von $K \gtrsim 10^5$. In diesem Falle werden etliche Parameter - zumindest prinzipiell - von der Beleuchtungsstärke und somit von der Trägerkonzentration abhängig, was bei einer Untersuchung der dynamischen Eigenschaften zu erheblichen Schwierigkeiten führt.

Zwar interessiert im Rahmen dieser Arbeit nur die Leitfähigkeitsverteilung für den stationären Zustand. Die unvermeidlichen Inhomogenitäten jedoch rufen örtlich starke Konzentrationsänderungen hervor, so daß die entsprechenden Parameter auch bei zeitlich konstanter Anregung konzentrations- bzw. ortsabhängig werden. Insbesondere sind jetzt die Diffusionskoeffizienten D_n und D_p bzw. die Beweglichkeiten μ_n und μ_p sowie die Lebensdauer τ_p und die Relaxationszeit τ_d - mithin also auch L_p und L_d - konzentrationsabhängig (Kap. 5). Sie können bei Ortsableitungen nicht mehr als konstante Größen ausgeklammert werden, was von hierher schon eine strenge Lösung des High-Injection-Problems als außerordentlich schwierig erscheinen läßt.

Als Kompromiß bietet sich die Möglichkeit an, diese Parameter wenigstens bereichsweise als konstant anzunehmen - z.B. für die Beweglichkeit im Bereich $0 \leq |x| \leq w/2$ den in Kap. 5 angegebenen Wert für starke Injektionen - und Abhängigkeiten zweiter Ordnung, wie z.B. $\alpha_{opt} = \alpha_{opt}(\Delta n, \Delta p)$, völlig zu vernachlässigen.

Die folgenden Untersuchungen gehen davon aus, daß die lichtempfindliche Schicht aus einem trapfreien Halbleiter mit homöopolarer Bindung besteht, z.B. Ge oder Si, und somit bei vorausgesetzter Band-Band-Absorption (Intrinsic-Absorption) eine echte Zwei-Träger-Injektion sichergestellt ist. Aktivierte Photohalbleiter, wie z.B. CdS oder CdSe, können für starke Injektionen dieser Theorie wenigstens näherungsweise wieder zugänglich gemacht werden, da bei hohen Strahlungsintensitäten alle Trapniveaus abgesättigt sind und somit das Einfangen darüberhinaus injizierter Löcher zum Stillstand kommt (Übergang von Ein-Träger- auf Zwei-Träger-Plasma /74/). Nach wie vor wirken aber diese Haftstellen noch als zusätzliche Rekombinationszentren, die durch entsprechende Rekombinationsterme in der Kontinuitätsgleichung - zumindest prinzipiell - berücksichtigt werden müßten, was nach /41/ zu nichtlinearen Gleichungssystemen hohen Grades führt.

Bezüglich der Menge der freigesetzten Ladungsträgerpaare ist ein Halbleiter unter starker Injektion ($\Delta n \approx \Delta p$) näherungsweise mit einem Eigenhalbleiter genügend hoher Temperatur ($\Delta n = \Delta p$) zu vergleichen. Da bei eigenleitenden oder quasi-eigenleitenden Halbleitern Feld- und Diffusionsströme gleichermaßen wichtig sind und somit eine Vernachlässigung der Feldstromdichte $q_{pp}\vec{E}$ nach Gl. (3.18) unzulässig ist, gelten die Transportgleichungen in ihrer vollständigen Form gemäß Gl. (3.4) und Gl. (3.5) mit den

Randbedingungen (3.9) bis (3.16).

Nach SPENKE /88/ läßt sich im Falle starker Injektionen der Rekombinationsüberschuß durch

$$R - G_{th} = \frac{n}{\tau} = \frac{p}{\tau} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} n = n_0 + \Delta n \approx \Delta n \\ p = p_0 + \Delta p \approx \Delta p \end{cases} \quad (3.50)$$

ausdrücken, wobei die entsprechende Lebensdauer τ konzentrationsunabhängig ist und wegen $\tau < \tau_p$ als Lebensdauer der Gesamtheit der freibeweglichen Ladungsträger (Plasma) anzusehen ist. Ein solcher Ansatz ist bei starken Injektionen allgemein üblich und in diesbezüglichen Literaturstellen entsprechend häufig anzutreffen, so z.B. auch in /56/. Auch für Photohalbleiter verläuft die Rekombination bei starker Injektion - sofern eine einzige Art von Rekombinationszentren überwiegt - pseudomonomolekular /41/ mit einer konzentrationsunabhängigen Lebensdauer τ - für n-dotierte Photohalbleiter also $\tau \ll \tau_n$.

Mit einer bereichsweise konstanten Beweglichkeit führt eine Umformung des Gleichungssystems (3.4) bis (3.7) nach /88/ für den eindimensionalen Fall auf

$$\frac{kT}{q} \cdot \frac{d^2}{dx^2} (\Delta p + \Delta n) - \frac{d}{dx} [(\Delta p - \Delta n) E_x] = \left(\frac{1}{\mu_p} + \frac{1}{\mu_n} \right) (R - G_{th} - g) . \quad (3.51)$$

Unter Voraussetzung einer neutralen Dichteabweichung $\Delta n = \Delta p$ vereinfacht sich Gl. (3.51) zu

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta n = \frac{d^2}{dx^2} \Delta p = \frac{\Delta p}{D_a \tau} - \frac{g}{D_a} , \quad (3.52)$$

$$\text{mit} \quad D_a = \frac{2 \mu_n \mu_p \cdot kT}{(\mu_n + \mu_p) q} ,$$

eine Gleichung, die mit Gl. (3.23) formal identisch ist.

Natürlich ist aber die sich einstellende Ladungsträgerverteilung eine quasi-neutrale, so daß mit $\Delta n \approx \Delta p$ streng genommen die innere Feldstärke über Gl. (3.8) berücksichtigt werden müßte. Ihre Vernachlässigung ist jedoch

zulässig, solange die Bedingung der Quasi-Neutralität Gl. (3.10) auch unter starken Injektionen unverletzt bleibt - und das ist hier mit Sicherheit der Fall, da wegen der erhöhten Leitfähigkeit die dielektrische Relaxationszeit $\tau_d = \epsilon/\sigma$ beträchtlich kleiner wird und somit die Bedingung $L_D \ll L_p$ erst recht erfüllt ist. V. K. SCHUTZ hat in /84/ nachgewiesen, daß die sogenannte Dember-Feldstärke der Photodiffusion bis zu Strahlungsintensitäten von ca. 13 W/cm^2 unberücksichtigt bleiben kann.

Pauschal wird ihre Wirkung durch die "ambipolare Diffusion" berücksichtigt: Die Dember-Feldstärke entsteht auf Grund der unterschiedlichen Beweglichkeiten von Löchern und Elektronen. Sie übt einen derart korrigierenden Einfluß auf die Bewegung der Ladungsträger aus, daß beide Arten in gleichem Maße in die abgedunkelten Gebiete hineindiffundieren, und zwar mit einem ambipolaren Diffusionskoeffizienten

$$D_a = \frac{2 D_n D_p}{D_n + D_p} = \frac{2 \mu_n \mu_p \cdot \frac{kT}{q}}{\mu_n + \mu_p} = \mu_a \cdot \frac{kT}{q} \quad (3.53)$$

Entsprechend ist $\mu_a = 2\mu_n\mu_p/(\mu_n + \mu_p) \approx 2\mu_p$ die ambipolare Beweglichkeit. Daraus wiederum läßt sich eine ambipolare Diffusionslänge definieren zu

$$L_a = \sqrt{D_a \tau} \quad (3.54)$$

Nimmt man an, daß Gl. (3.52) nur im Bereich $0 \leq |x| \leq w/2$ gültig ist, in der Dunkelzone $|x| \geq w/2$ mit $g = 0$ aber wieder die Diffusionslänge L_p für schwache Injektionen maßgebend ist, so ergibt sich aus Symmetriegründen mit den Randbedingungen $J_p(0) = 0$ und $E_x(0) = 0$ und der Stetigkeit der Konzentrationen und der Diffusionsstromdichten an der Stelle $|x| = w/2$ die Trägerverteilung für starke Injektionen zu

$$\Delta n(x) \approx \Delta p(x) = g\tau \left[1 - \frac{2 \cosh(x/L_a)}{(1+v)\exp(w/2L_a) + (1-v)\exp(-w/2L_a)} \right] \quad (3.55)$$

$$\text{für } 0 \leq x \leq w/2$$

und

$$\Delta n(x) \approx \Delta p(x) = g\tau \frac{v \exp(w/2L_p) \exp(-x/L_p)}{v + \coth(w/2L_a)} \quad \text{für } x \geq w/2 \quad (3.56)$$

mit

$$v = L_p/L_a \geq 1 \quad .$$

Nun ändert sich aber die Diffusionslänge nicht so sprunghaft wie hier angenommen, sondern sie wird von ihrem ambipolaren Wert L_a in der beleuchteten Zone mit steigendem $|x|$ stetig in den Dunkelwert L_p für $|x| \gg w$ übergehen.

Das zeitliche Analogon hierzu ist das Abklingen einer Photoleitfähigkeit nach Abschalten einer starken Beleuchtung (siehe Kap. 5): Die Abklingzeitkonstante hat im ersten Augenblick einen sehr kleinen Wert (Größenordnung τ) und nimmt während des Abklingvorgangs stetig zu (exakter: Rekombinationsvorgänge mit größeren Relaxationszeiten werden dominant), bis sie schließlich bei $\Delta n, \Delta p \ll n_0$ vor Erreichen des thermodynamischen Gleichgewichts in die Lebensdauer der Minoritätsträger τ_p (bei getrappten Photohalbleitern in die Lebensdauer der Majoritätsträger τ_n) übergeht.

Da es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist, das Diffusionslängenverhältnis $v = L_p/L_a$ für die hier verwendeten CdS- bzw. CdSe-Schichten zu ermitteln, wird angenommen, daß auch in der Dunkelzone für $|x| \geq w/2$ die ambipolare Diffusionslänge L_a wirksam ist, was auf den ersten Diffusionslängen über $|x| = w/2$ hinaus sicher richtig ist.

Mit $v = 1$ ergibt sich somit aus Gl. (3.55) und Gl. (3.56) die auf ihren Maximalwert $\Delta\sigma_{\max} = q(\mu_n + \mu_p) g \tau$ bezogene Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma(x)$ als Leitfähigkeitsprofil $\Psi(x)$ bei starker Injektion zu

$$\Psi(x) \approx 1 - \exp(-w/2L_a) \cosh(x/L_a) \quad \text{für } 0 \leq x \leq w/2 \quad (3.57)$$

$$\text{und} \quad \Psi(x) \approx \sinh(w/2L_a) \exp(-x/L_a) \quad \text{für } x \geq w/2 \quad (3.58)$$

Ein Vergleich mit Gl. (3.37) und Gl. (3.38) zeigt, daß die Profile formal ineinander übergehen, wenn man für den Fall der starken Injektion L_p durch L_a ersetzt.

Dieser Sachverhalt darf aber nicht über die mehr oder weniger großen Fehler hinwegtäuschen, die mit der Annahme $v = 1$ verbunden und aus den oben genannten Gründen sehr schlecht abzuschätzen sind.

Das Abfließen der Ladungsträger in die Dunkelbereiche bedingt eine mehr oder weniger starke Verrundung des Leitfähigkeitsprofils. Starke Abweichungen vom idealen Rechteckprofil bewirken eine Vergrößerung der effektiven

Leiterbreite und können so zur elektronischen Verkopplung zweier benachbarter Streifenleiter führen. Ein Maß dafür, wie gut das Rechteckprofil eingehalten wird, ist der Stufenfaktor S , definiert als das Verhältnis der zusätzlichen Ladungsträger im beleuchteten Bereich $0 \leq |x| \leq w/2$ zur Anzahl der Zusatzladungsträger in der gesamten Halbleiterschicht gemäß der Beziehung

$$S = \frac{\int_0^{w/2} \Delta p(x) dx}{\int_0^{\infty} \Delta p(x) dx} \quad (3.59)$$

Wegen Gl. (3.16) sei $\alpha t \ll 1$ und $s = 0$. Mit Gl. (3.57) und Gl. (3.58) erhält man dann für den Stufenfaktor

$$S = \left\{ 1 + \left[\frac{w}{2L_a} (\coth(w/2L_a) + 1) - 1 \right]^{-1} \right\}^{-1} \quad (3.60)$$

Diese Abhängigkeit $S(w/L_a)$ ist in Bild 3.3 grafisch dargestellt. Wie schon aus Bild 3.1d zu erkennen ist, geht das Leitfähigkeitsprofil mit wachsendem Verhältnis w/L_a in das ideale Rechteck ($S = 1$) über.

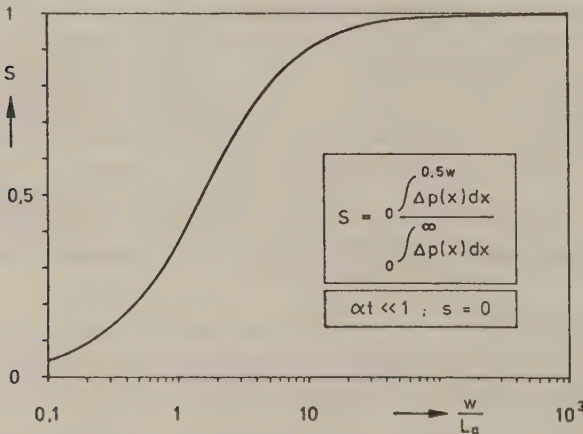


Bild 3.3 Stufenfaktor S in Abhängigkeit vom Verhältnis w/L_a

Bei einer zulässigen Verrundung von $(1-S) \approx 10\%$ ergibt sich für $w/L_a=10$, ein Wert, der in der Praxis gut zu realisieren ist. Somit dürfte also der Einfluß des X-Profiles auf die effektive Leiterbreite vernachlässigbar klein bleiben.

3.5 Optimale Spaltbreite bei Eigenabschattung durch Kontakte

Während der experimentellen Untersuchungen an einigen Opto-Mikrowellen-schaltungen, bei denen die zwischen zwei Metallzuführungen liegende beleuchtete Halbleiterzone als quasikonzentrierter Modulationsleitwert ausgenutzt wird, tauchte die Frage auf, wie weit der Spalt zwischen den metallischen Leiterstrukturen verkleinert werden darf, um maximale Modulationsgrade zu erreichen. Da dieses Problem in engem Zusammenhang steht mit dem zuvor berechneten X-Profil für starke Injektionen, sei an dieser Stelle näher darauf eingegangen.

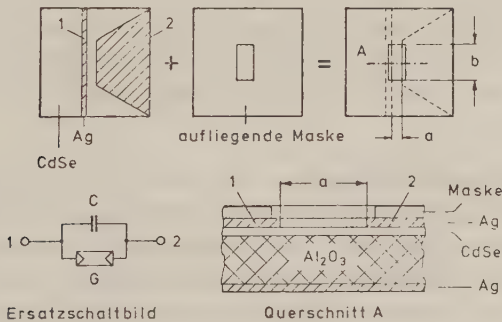


Bild 3.4 Aufbau eines Shunt-Modulators

Der Aufbau eines sogenannten Shunt-Modulators ist in Bild 3.4 dargestellt. Nach den Ausführungen in Kap. 6 und Kap. 7 hängt der maximal erreichbare Modulationsgrad in entscheidender Weise von dem ohmschen Leitwert ab, der zwischen den Leiterstrukturen 1 und 2 wirksam ist. Dabei wird vorausgesetzt, daß im vorgesehenen Frequenzbereich von 0,5 ... 4 GHz die geometrischen Abmessungen a , b und t der beleuchteten Halbleiterzone sehr viel

kleiner sind als die Wellenlänge und daß der Skineffekt wegen Gl. (2.18) unberücksichtigt bleiben kann.

Die zwischen den Leitern zwangsläufig auftretende Spaltkapazität verändert die hochfrequenztechnischen Eigenschaften dieses Modulators derart, daß sie - zusammen mit dem ohmschen Modulationswiderstand als RC-Kombination wirkend - den Modulationsgrad bei konstanter Beleuchtungsstärke für Mikrowellen-Frequenzen oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz stark reduziert. Von hierher wäre also schon die Verkleinerung der Spaltbreite a auf einen unteren minimalen Wert begrenzt.

Doch auch in den untersten Frequenzbereichen, in denen die Wirkung dieser kapazitiven Komponente mit Sicherheit auszuschließen ist, führen die charakteristischen Diffusions- und Rekombinationsprozesse in der beleuchteten Halbleiterzone zu einer optimal kleinsten Spaltbreite, deren Unterschreitung - sofern technologisch überhaupt durchführbar - keine Erhöhung des ohmschen Modulationsleitwertes und somit keine Erhöhung des Modulationsgrades (bei konstanter Beleuchtungsstärke) zur Folge hat. Auf Grund der geometrischen Abmessungen $b \gg a \gg t$ können die weiteren Untersuchungen mit genügender Genauigkeit wieder eindimensional durchgeführt werden. Zur Einhaltung von Gl. (3.16) sei eine optisch dünne Halbleiterschicht mit $\alpha t \ll 1$ und vernachlässigbarer Rekombination an der freien Oberfläche und im Interface vorausgesetzt.

Der entscheidende Unterschied gegenüber den Verhältnissen nach Bild 3.1a liegt darin, daß hier die Beleuchtung der Halbleiterschicht durch Metallstrukturen abgegrenzt wird, die selbst Bestandteile des Modulatorsystems sind. Die aufgelegte Maske dient lediglich zur Abdunkelung solcher Halbleiterbereiche, die außerhalb der interessierenden Spaltzone liegen.

Diese Metallstrukturen 1 und 2, die hochfrequenztechnisch zur Führung der elektromagnetischen Welle dienen, sind in halbleiter-physikalischer Hinsicht als Rekombinationskontakte zu behandeln. Sie bewirken als äußerst effektvolle Inhomogenität örtlich hohe Konzentrationsgradienten. Zur Vereinfachung sei angenommen, daß die Kontakte ideal ohmsches Verhalten zeigen und daß Konzentrationsveränderungen auf Grund von Bandkrümmungen vernachlässigbar klein bleiben. Ferner sei das Auftreten von Photospannungen ausgeschlossen.

Bei allen hier durchgeführten experimentellen Untersuchungen sind die Metall-zuführungen nachträglich auf die Halbleiterschicht aufgebracht worden. Daraus ergeben sich geometrische Besonderheiten, die noch einmal in Bild 3.5a dargestellt sind.

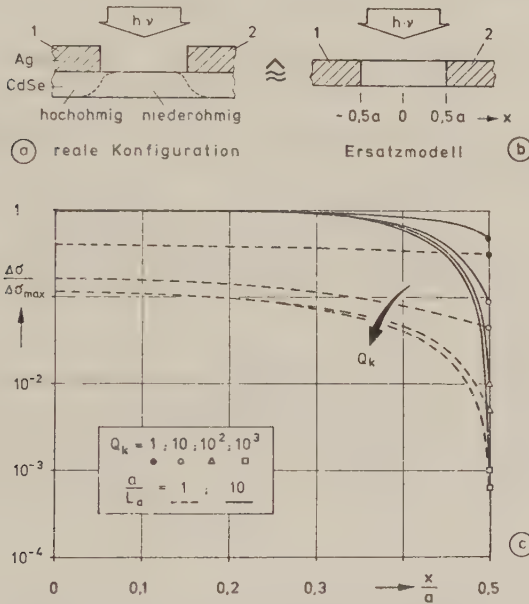


Bild 3.5 Leitfähigkeitsprofil bei Selbstabschattung durch Kontakte

Die zur Ermittlung des Modulationsleitwertes zwischen den Kontakten 1 und 2 benötigte Feld- und Stromverteilung innerhalb der Übergangszone zwischen Halbleiter und Metallkontakt wird wegen der relativ komplexen Leitergeometrie durch ein einfacher zu berechnendes Modell angenähert, da für diesen speziellen Fall zu erwarten ist, daß sich auf Grund der relativ geringen Schichtdicke, bezogen auf die ambipolare Diffusionslänge, der Durchgriff der Metallkontakte an der Stelle $x = \pm a/2$ gleichmäßig über den gesamten Querschnitt $b \cdot t$ erstreckt.

Daraus läßt sich ein Ersatzsystem gemäß Bild 3.5b herleiten, das die physikalisch wichtigen Effekte ohne nennenswerte Einschränkungen erfaßt und sie den theoretischen Untersuchungen in einfacher Weise zugänglich macht.

Ausgangspunkt der Berechnungen ist wieder Gl. (3.52). Mit der Randbedingung für die Rekombinationskontakte

$$D_a \frac{d}{dx} \Delta p(\pm a/2) = \pm s_k \Delta p(\pm a/2), \quad (3.61)$$

wobei s_k die Rekombinationsgeschwindigkeit an den Kontakten ist, erhält man die Konzentrationsverteilung

$$\Delta n(x) \approx \Delta p(x) = g\tau \left\{ 1 - \cosh(x/L_a) [\cosh(a/2L_a) + \frac{D_a}{s_k L_a} \sinh(a/2L_a)]^{-1} \right\}. \quad (3.62)$$

Wie ein Vergleich mit Gl. (3.55) für $v = 1$ und $w = a$ zeigt, sind bei einer Rekombinationsgeschwindigkeit an den Kontakten von $s_k = D_a/L_a$ (matching condition) beide Konzentrationsverläufe identisch. In diesem Falle ist die Kontaktrekombinationsgeschwindigkeit gleich der Volumenrekombinationsgeschwindigkeit

$$s_v = D_a/L_a = L_a/\tau, \quad (3.63)$$

d.h. der Kontakt an der Stelle $|x| = a/2$ ersetzt in seiner Rekombinationsfähigkeit gerade das dort abgeschnittene Volumen (für CdS: $s_v \approx 10 \dots 30$ cm/s).

Es liegt nahe, das s_k auf diesen Wert s_v zu beziehen und das Verhältnis von beiden als Güte eines Kontaktes bezüglich seiner Rekombinationsfähigkeit zu definieren gemäß der Beziehung

$$Q_k = s_k/s_v. \quad (3.64)$$

Mit Gl. (3.64) und Gl. (3.62) erhält man aus Gl. (3.3) das Leitfähigkeitsprofil für den Fall der Eigenabschattung durch Kontakte zu

$$\begin{aligned} d_h(x) &= d_d + \Delta d(x) \\ &= d_d + \Delta d_{\max} \left\{ 1 - \cosh(x/L_a) [\cosh(a/2L_a) + Q_K^{-1} \sinh(a/2L_a)]^{-1} \right\}, \end{aligned} \quad (3.65)$$

mit $\Delta d_{\max} = q(\mu_n + \mu_p) g \tau$.

Das normierte Profil für die Photoleitfähigkeit $\Delta\sigma(x)$ ist in Bild 3.5c grafisch dargestellt.

Zur Berechnung des Modulationsleitwertes G zwischen den Kontakten 1 und 2 gilt der Ansatz über den Widerstand

$$R(a) = \frac{1}{G(a)} = 2 \int_0^{a/2} dR = \frac{2}{tb} \int_0^{a/2} \frac{dx}{d_d + \Delta d(x)} = \frac{2N}{tb \Delta d_{\max}} \int_0^{a/2} \frac{dx}{N - \cosh(x/L_a)}, \quad (3.66)$$

mit $\Delta d(x) \gg d_d$

und $N = \cosh(a/2L_a) + Q_K^{-1} \sinh(a/2L_a)$.

Über die Substitution $\exp(x/L_a) = \xi$ kann der Integrand auf bekannte Integralausdrücke zurückgeführt werden. Als Lösung erhält man für den Modulationsleitwert

$$G(a) = G_0 \sqrt{N^2 - 1} / 2N \ln \left\{ \frac{(1 - N - \sqrt{N^2 - 1})(\exp a/2L_a - N + \sqrt{N^2 - 1})}{(1 - N + \sqrt{N^2 - 1})(\exp a/2L_a - N - \sqrt{N^2 - 1})} \right\}, \quad (3.67)$$

mit $G_0 = \Delta d_{\max} bt / L_a$

und den

Grenzwerten $\lim_{\frac{a}{L_a} \rightarrow 0} \frac{G(a)}{G_0} = \frac{1}{2Q_K}$ und $\left. \frac{G(a)}{G_0} \right|_{\frac{a}{L_a} \gg 1} \approx \frac{L_a}{a}$.

Diese Funktion - dargestellt in Bild 3.6 - beschreibt die Einflüsse der Kontaktrekombination auf den Modulationsleitwert in Abhängigkeit von der normierten Spaltbreite a/L_a .

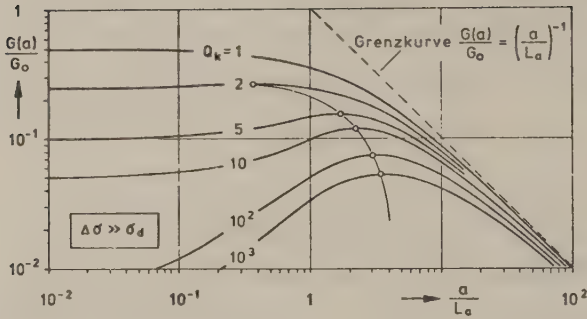


Bild 3.6 Photoleitwert $G(a)$ unter Einfluß der Kontaktrekombination

Für bestimmte Werte von a/L_a erreicht die Funktion ein Maximum, d.h. eine weitere Reduzierung der Spaltbreite bewirkt keine Vergrößerung des Modulationsleitwertes mehr. Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je höher das Rekombinationsvermögen der Kontakte ist.

Ferner erkennt man, daß die optimale Spaltbreite a_{opt} - für jeweils maximalen Modulationsleitwert - erwartungsgemäß eine Funktion von Q_k ist. Für gute Rekombinationskontakte ($Q_k \geq 10^4$) erreicht die optimale Spaltbreite einen Grenzwert von $a \approx 4 L_a$.

Als entscheidende Erkenntnis für die späteren experimentellen Untersuchungen geht aus diesen Kurvenverläufen hervor, daß bei Leitfähigkeitsmessungen (Kap. 5 und 6) zwischen zwei ohmschen Metallkontakten die Rekombinationseinflüsse der Kontakte vernachlässigt werden können, sofern der Abstand zwischen beiden Kontakten die Bedingung $a/L_a \geq 100$ erfüllt. In diesem Falle gilt für den Leitwert zwischen den Kontakten wieder näherungsweise die einfache Beziehung

$$G(a) \approx \Delta d_{max} b t / a \quad . \quad (3.68)$$

Der Ansatz nach Gl. (3.66) und die daraus abgeleiteten Ergebnisse sind nur unter der Voraussetzung $\Delta\sigma(x) \gg \sigma_d$ gültig. Diese Forderung muß insbesondere auch an den kritischen Stellen $x = \pm a/2$ eingehalten werden – was aber wiederum von Injektionsstärke und Kontaktgüte abhängig ist. Aus Gl. (3.65) erhält man für die Photoleitfähigkeit unmittelbar vor den Kontakten

$$\Delta d(a/2) = \Delta d_{\max} [1 - (1 + Q_k^{-1} \tanh \frac{a}{2L_d})^{-1}] \quad (3.69)$$

Mit $\Delta\sigma_{\max} = \sigma_d(K-1)$ wird

$$d_h(a/2) = d_d + \Delta d(a/2) = d_d + [K-1][1 - (1 + Q_k^{-1} \tanh \frac{a}{2L_d})^{-1}] d_d \quad (3.70)$$

Es sei nun angenommen, daß die Bedingung der starken Injektion $\Delta\sigma(x) \gg \sigma_d$ mit $\Delta\sigma(a/2) = 10 \sigma_d$ gerade noch erfüllt ist. Dann ergibt sich aus Gl. (3.70) die Beziehung

$$K = 10[Q_k \coth(a/2L_d) + 1.1] \quad (3.71)$$

die bei der Auswertung der Kurven nach Bild 3.6 zusätzlich berücksichtigt werden muß.

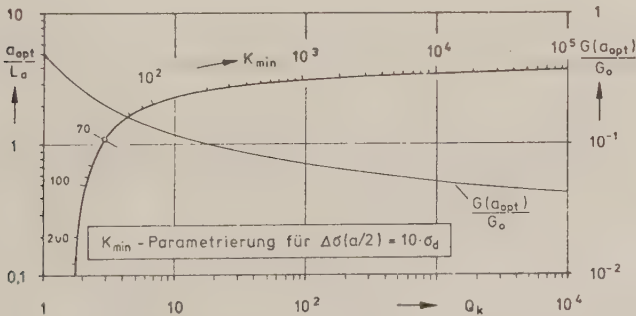


Bild 3.7 Optimale Spaltbreite in Abhängigkeit von Q_k und $K_{\min}$

In Bild 3.7 sind die optimalen Spaltbreiten in Abhängigkeit von der Rekombinationsgüte aufgetragen. Die Kurve ist mit den nach Gl. (3.71) mindestens erforderlichen Kontrastverhältnissen $K_{\min}$ parametrisiert.

Für $K < 70$ ist auch bei schlechten Rekombinationskontakten die Bedingung der starken Injektion an der Stelle $x = \pm a/2$ nicht mehr zu erfüllen. Außerdem ist für Kontrastverhältnisse $K \lesssim 500$ eine Unsicherheit bezüglich der Diffusionslänge zu erwarten, da diese hier nicht mehr in jedem Falle ihren ambipolaren Wert L_a erreicht. Man erkennt ferner, daß für gute ohmsche Kontakte mit $Q_K \gtrsim 10^4$ die Optimierung der Spaltbreite nicht sehr kritisch ist, was den technologischen Realisierungsmöglichkeiten sehr entgegenkommt.

3.6 Leitfähigkeitsprofil in y-Richtung für starke Injektion

Nach den Ausführungen in Kap. 3.4 über die Besonderheiten im Falle starker Injektionen läßt sich auch die Leitfähigkeitsverteilung in y-Richtung unter Zugrundelegung einer quasi-neutralen Ladungsträgerverteilung $\Delta n(y) \approx \Delta p(y)$ näherungsweise berechnen. Analog zu Gl. (3.52) gilt

$$\frac{d^2 \Delta p}{dy^2} - \frac{\Delta p}{Q_a \tau} = - \frac{g(y)}{Q_a} \quad , \quad (3.72)$$

wobei die Diffusionsprozesse wieder als gewöhnliche Diffusion neutraler Ladungsträgerpaare mit eigenem Diffusionskoeffizienten D_a nach Gl. (3.53) dargestellt sind.

Auf Grund der endlichen Schichtdicke t und der damit zwangsläufig verbundenen zweiten Grenzfläche (Interface) an der Stelle $y = t$ ergibt sich für die ortsabhängige Lichtgenerationsrate $g(y)$ eine von Gl. (3.41) abweichende Beziehung. Für optisch dünne Halbleiterschichten mit $\alpha t \lesssim 1$ wird ein Teil des eindringenden Lichtes an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Keramik mit dem Reflexionsgrad R_t in Richtung Halbleiter reflektiert. Unter Vernachlässigung nochmaliger Reflexion gilt für die Störfunktion

$$g(y) = g(0) [\exp(-\alpha y) + R_t \exp(\alpha y - 2\alpha t)] \quad . \quad (3.73)$$

Die Generationsrate $g(0)$ an der freien Oberfläche läßt sich nach /3/ durch die Beziehung

$$g(0) = \alpha Q_0 = \alpha \eta (1 - R_0) Q_V \quad (3.74)$$

darstellen - mit R_0 als Reflexionsgrad der freien Oberfläche, η als Quantenwirkungsgrad und Q_V bzw. Q_0 als Photonenstromdichte im Vakuum bzw. an der Oberfläche. Alle diese optischen Parameter, einschließlich des Absorptionskoeffizienten α , sind abhängig von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes.

Um einerseits die weiteren Untersuchungen von den materialbedingt sehr unterschiedlichen Verteilungskurven der spektralen Empfindlichkeit unabhängig und damit allgemeiner zu gestalten und andererseits die spektrale Abhängigkeit $\alpha = \alpha(\lambda)$, die für aktivierte Photohalbleiter analytisch nur unvollständig zu erfassen ist, zu umgehen /25/, bleibt α als unabhängige Variable in den Gleichungen erhalten, so daß die optische Wellenlänge explizit nicht in Erscheinung tritt.

Für die Photonenstromdichte im Vakuum gilt nach /3/ die Beziehung

$$Q_V = \frac{p}{h\nu} \quad \text{bzw.} \quad \frac{Q_V}{\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}} \approx 5 \cdot 10^{12} \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \frac{p}{\mu\text{Wcm}^{-2}}, \quad (3.75)$$

mit p als monochromatische Strahlungsleistungsdichte. Bei optoelektronischen Bauelementen, die überwiegend im sichtbaren Spektralbereich arbeiten, ersetzt man üblicherweise die Strahlungsleistungsdichte p durch die Beleuchtungsstärke E_λ (Photometrische Strahlungsbewertung /8/, /24/, /37/ /86/). Dabei ist die lichttechnische Größe E_λ mit der entsprechenden spektralen physikalischen Größe $p_\lambda = p/\Delta\lambda$ über die Beziehung

$$E_\lambda = \frac{\Phi}{A} = \frac{1}{M} \cdot \int_{\lambda_1=380\text{ nm}}^{\lambda_2=760\text{ nm}} p_\lambda V_\lambda d\lambda \quad (3.76)$$

verknüpft. V_λ ist der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad mit $V(\lambda=555\text{ nm})=1$ und M das mechanische Lichtäquivalent mit $M = 1,47 \cdot 10^{-3} \text{ W/lm}$, bezogen auf die Lichtstärke 1 Candela.

Unter der Voraussetzung, daß auch bei starker Injektion die Rekombinationsvorgänge an der Oberfläche pseudomonomolekular verlaufen, ergeben sich zwei zu Gl. (3.42) analoge Randbedingungen, und zwar für die freie Oberfläche ($y=0$)

$$D_a \frac{d}{dy} \Delta p(0) = s_0 \Delta p(0) \quad (3.77)$$

und für das Interface ($y=t$)

$$D_a \frac{d}{dy} \Delta p(t) = -s_t \Delta p(t) \quad (3.78)$$

Aus den Gl. (3.72), (3.73), (3.77) und (3.78) läßt sich über $\Delta \sigma(y) \approx q(\mu_n + \mu_p) \Delta p(y)$ die Verteilung der Photoleitfähigkeit in y -Richtung berechnen, und zwar für $\alpha L_a \neq 1$

$$\Delta \sigma(y) \approx q(\mu_n + \mu_p) D_0 \frac{\alpha \tau}{(\alpha^2 L_a^2 - 1)} [K_1 \cosh(y/L_a) - K_2 \sinh(y/L_a) - \exp(-\alpha y) - R_t \exp(\alpha y - 2\alpha t)]$$

$$\text{mit} \quad (3.79)$$

$$K_1 = \left\{ (s_0 + s_t) \tau \cosh(t/L_a) + (L_a + \frac{s_0 \tau}{L_a}) \sinh(t/L_a) \right\}^{-1} \left\{ [(\alpha L_a^2 + s_0 \tau) - (\alpha L_a^2 - s_0 \tau) R_t \exp(-2\alpha t)] \cdot \right. \\ \left. [\cosh(t/L_a) + \frac{s_t \tau}{L_a} \sinh(t/L_a)] - [\alpha L_a^2 (1 - R_t) - s_t \tau (1 + R_t)] \exp(-\alpha t) \right\}$$

$$K_2 = \left\{ (s_0 + s_t) \tau \cosh(t/L_a) + (L_a + \frac{s_0 \tau}{L_a}) \sinh(t/L_a) \right\}^{-1} \left\{ [(\alpha L_a^2 + s_0 \tau) - (\alpha L_a^2 - s_0 \tau) R_t \exp(-2\alpha t)] \cdot \right. \\ \left. [\frac{s_t \tau}{L_a} \cosh(t/L_a) + \sinh(t/L_a)] + \frac{s_0 \tau}{L_a} [\alpha L_a^2 (1 - R_t) - s_t \tau (1 + R_t)] \exp(-\alpha t) \right\}.$$

Eine entsprechende Gleichung für $\alpha L_a = 1$ kann generell durch einen Grenzübergang gefunden werden. Zur numerischen Auswertung bleibt Gl. (3.79) auch im Falle $\alpha L_a = 1$ über $\alpha' = \alpha(1+\Delta)$ mit z.B. $\Delta = 10^{-3}$ weiter verwendungsfähig.

Die prinzipiell auftretenden Raumladungsschichten im nahen Bereich der Oberflächen - insbesondere für CdS und CdSe durch Sauerstoffadsorption an der freien Oberfläche (Kap. 5) - sind in diesen Berechnungen vernachlässigt worden, da bei genügend hoher Leitfähigkeit die Dicke dieser Raumladungsschichten von wenigen Debye-Längen klein gegenüber der Schichtdicke t ist und das wegen Gl. (2.18) hochfrequenztechnisch maßgebende Produkt aus mittlerer Leitfähigkeit und gesamter Schichtdicke davon relativ unbeeinflusst bleibt.

Nach den Ergebnissen in Kap. 4 bringt ein Reflexionsgrad von $R_t = 0,1$ keine wesentlichen Verbesserungen hinsichtlich einer Trägererhöhung im Bereich der zweiten Oberfläche. Da die Reflexionsgrade der verwendeten Halbleiterschichten in dieser Größenordnung liegen oder sogar darunter, erreicht man durch Vernachlässigung der Terme mit R_t eine wesentlich einfachere Leitfähigkeitsverteilung.

Mit $R_t = 0$ ergibt sich aus Gl. (3.79) für $\alpha L_a \neq 1$

$$\Delta d(y) \approx q(\mu_n + \mu_p) Q_0 \frac{\alpha \tau}{(\alpha^2 L_a^2 - 1)} [C_1 \cosh(y/L_a) - C_2 \sinh(y/L_a) - \exp(-\alpha y)] \quad (3.80)$$

mit

$$C_1 = \frac{(\alpha L_a^2 + s_0 \tau) [\cosh(t/L_a) + \frac{s_1 \tau}{L_a} \sinh(t/L_a)] - (\alpha L_a^2 - s_1 \tau) \exp(-\alpha t)}{(s_0 + s_1) \tau \cosh(t/L_a) + (L_a + \frac{s_0 s_1 \tau^2}{L_a}) \sinh(t/L_a)}$$

und

$$C_2 = \frac{(\alpha L_a^2 + s_0 \tau) [\frac{s_1 \tau}{L_a} \cosh(t/L_a) + \sinh(t/L_a)] + \frac{s_0 \tau}{L_a} (\alpha L_a^2 - s_1 \tau) \exp(-\alpha t)}{(s_0 + s_1) \tau \cosh(t/L_a) + (L_a + \frac{s_0 s_1 \tau^2}{L_a}) \sinh(t/L_a)},$$

bzw. für $\alpha L_a = 1$

$$\Delta d(y) \approx q(\mu_n + \mu_p) Q_0 \frac{\tau}{4 L_a^2} [C'_1 \exp(y/L_a) + (C'_2 + 2y) \exp(-y/L_a)] \quad (3.81)$$

mit

$$C'_1 = \frac{[\frac{1}{L_a} (L_a - s_1 \tau) (L_a + s_0 \tau) - L_a \tau (s_0 + s_1)] \exp(-t/L_a)}{(s_0 + s_1) \tau \cosh(t/L_a) + (L_a + \frac{s_0 s_1 \tau^2}{L_a}) \sinh(t/L_a)}$$

und

$$C'_2 = \frac{L_a (L_a + s_1 \tau) \exp \frac{t}{L_a} - L_a (L_a - s_0 \tau) \exp(-\frac{t}{L_a}) + \frac{t}{L_a} (L_a - s_0 \tau) (L_a - s_1 \tau) \exp(-\frac{t}{L_a})}{(s_0 + s_1) \tau \cosh(t/L_a) + (L_a + \frac{s_0 s_1 \tau^2}{L_a}) \sinh(t/L_a)}.$$

Eine gegenüber Gl. (3.48) abweichende Normierung der Photoleitfähigkeit $\Delta \sigma(y)$ auf den von α und τ unabhängigen Faktor $q(\mu_n + \mu_p) Q_0$ liefert die Gleichung für das Y -Profil

$$\frac{\Delta \sigma(y)}{q(\mu_n + \mu_p) Q_0} \approx \frac{\alpha \tau}{(\alpha^2 L_a^2 - 1)} [C_1 \cosh(y/L_a) - C_2 \sinh(y/L_a) - \exp(-\alpha y)] = \Psi(y) \quad (3.82)$$

für $\alpha L_a \neq 1$

$$\frac{\Delta \sigma(y)}{q(\mu_n + \mu_p) Q_0} \approx \frac{\tau}{4 L_a^2} [C'_1 \exp(y/L_a) + (C'_2 + 2y) \exp(-y/L_a)] = \Psi(y) \quad (3.83)$$

für $\alpha L_a = 1$

Die so definierte Profilkfunktion $\psi(y)$ - physikalisch als eine spezifische Kontrast-Empfindlichkeit der Halbleiterschicht zu deuten - beschreibt die Abhängigkeit der Leitfähigkeitsverteilung von den Rekombinationseigenschaften der Oberflächen (s_0 und s_t) und von den drei charakteristischen Längen: ambipolare Diffusionslänge L_a , Schichtdicke t und "äquivalente Absorptionstiefe" $1/\alpha$.

Eine derartige Normierung gestattet es, Variationen von L_a , t , α und s auch bezüglich der absoluten Leitfähigkeitspegel auszuwerten. In Bild 3.8 sind einige typische Kurvenverläufe des Leitfähigkeitsprofils nach Gl. (3.82) bzw. Gl. (3.83) für verschiedene Parameterwerte dargestellt - zur Vereinfachung mit den Rekombinationsgeschwindigkeiten $s_0 = s_t = s$.

Man erkennt, daß die für dieses Problem so charakteristischen Prozesse der Absorption, Diffusion und Oberflächenrekombination in Abhängigkeit von der Schichtdicke mehr oder weniger stark in Erscheinung treten und so in ihrer Wirkungsweise nach außen hin nur unvollständig separiert werden können. Es fällt daher schwer, über die zur Erzielung einer möglichst homogenen Leitfähigkeitsverteilung notwendigen Parameterwerte generelle Aussagen zu machen.

Neben der trivialen Erkenntnis, daß verminderte Oberflächenrekombination in jedem Falle zu gleichmäßigeren Profilen und erhöhter Empfindlichkeit führt, ergibt sich aus der Forderung nach relativ homogenen Leitfähigkeitsprofilen - wobei Abweichungen bis zu einem Faktor von 2 ... 3 noch hingenommen werden - für die drei charakteristischen Längen empirisch der Zusammenhang

$$L_a \gtrsim 1/\alpha \gtrsim t \quad \text{mit } s \lesssim 10^3 \text{ cm/s} . \quad (3.84)$$

Für optisch dünne Halbleiterschichten ($1/\alpha > t$) mit weitreichender Diffusion ($L_a > 1/\alpha$) und rekombinationsarmen Oberflächen ($s < 10^3 \text{ cm/s}$) bilden sich in jedem Falle relativ homogene Profile aus. Sobald aber zwei der charakteristischen Längen ungefähr gleich sind, müssen die möglicherweise auftretenden Profileinbrüche durch verminderte Oberflächenrekombination (Technologie!) wieder ausgeglichen werden.

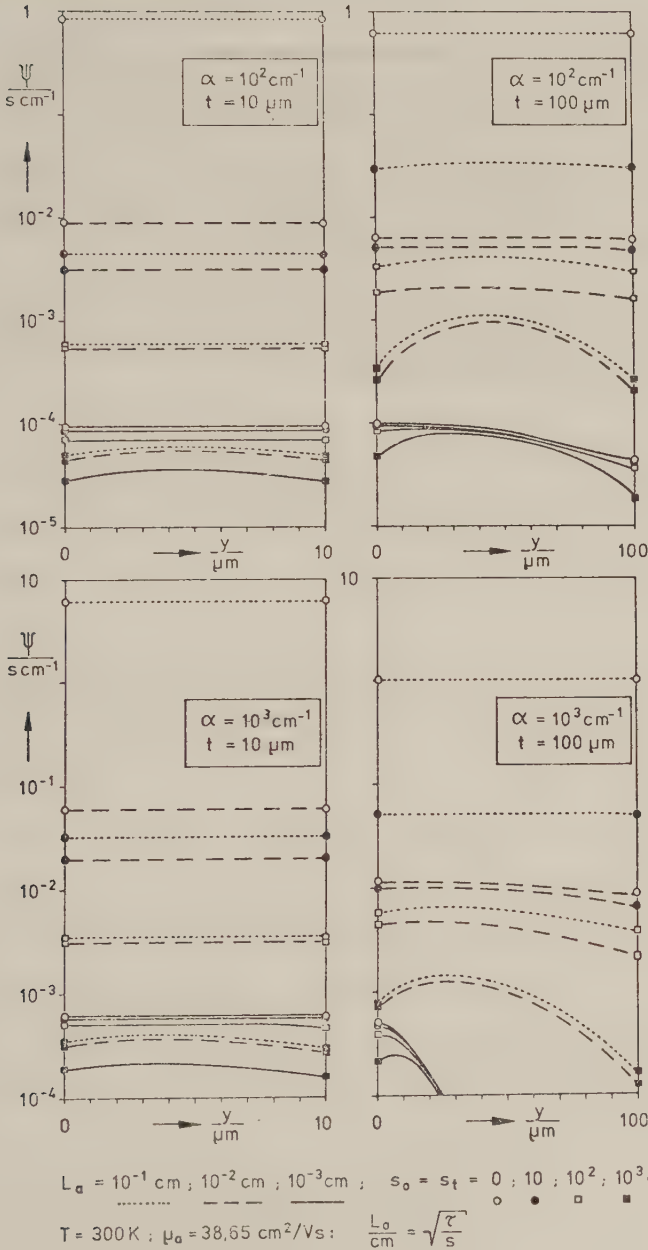


Bild 3.8 Leitfähigkeitsprofile $\Psi(y)$ bei starker Injektion und endlicher Schichtdicke

Mit steigendem α konzentriert sich die Trägergeneration immer stärker auf den Bereich der freien Oberfläche, wodurch die Oberflächenrekombination effektiver wird. Der erwartete Leitfähigkeitsverlust im Bereich $y > 1/\alpha$ tritt jedoch nur in abgeschwächter Form auf, da mit erhöhter Absorption gleichzeitig ein Ansteigen des Konzentrationsgradienten verbunden ist und die verstärkt einsetzende Trägerdiffusion von der Oberfläche weg wieder homogenisierend auf das Leitfähigkeitsprofil einwirkt.

Auf Grund der vorliegenden Ergebnisse ist die Annahme einer für den stationären Zustand ortsunabhängigen Lebensdauer τ beim "High-Injection-Ansatz" nach Kap. 3.4 nachträglich gerechtfertigt.

4. Optimierungsrechnung für maximales Leitfähigkeits-Schichtdicke-Produkt

4.1 Mittlere Leitfähigkeit und effektive Lebensdauer

Die Ergebnisse der hochfrequenztechnischen Untersuchungen in Kap. 2.3 haben gezeigt, daß bei Verwendung lichtinduzierter Mikrowellenstrukturen als Leitungen oder Modulatoren die gewünschten Effekte umso wirkungsvoller sind, je größer das Leitfähigkeits-Schichtdicke-Produkt $\sigma_h \cdot t$ ist. Dabei war vorausgesetzt, daß die Leitfähigkeit der beleuchteten Halbleiterzonen über der gesamten Schichtdicke konstant bleibt. Das aber ist auf Grund der ermittelten Leitfähigkeitsprofile $\Psi(y)$ nur für ganz spezielle Parameterkombinationen sichergestellt.

Um dennoch Gl. (2.22) auch für den allgemeineren Fall einer inhomogenen Leitfähigkeitsverteilung auswerten zu können, ist es sinnvoll, die Leitfähigkeit σ_h durch die mittlere Photoleitfähigkeit

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{t} \int_0^t \Delta \sigma(y) dy \quad (4.1)$$

zu ersetzen und diese Funktion in Abhängigkeit ihrer Parameter zu diskutieren, bevor zur eigentlichen Optimierung übergegangen wird.

Mit den Normierungen

$$\alpha = \alpha L_a, \quad \chi = t/L_a \quad \text{und} \quad \Lambda = L_a/s\tau \quad (4.2)$$

erhält man (für $R_t = 0$ und $s_0 = s_t = s$) aus Gl. (4.1) über Gl. (3.80) bzw. Gl. (3.81) die mittlere Photoleitfähigkeit für $\alpha \neq 1$ zu

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} \approx & q(\mu_n + \mu_p) \alpha Q_0 \tau [\chi(\chi^2 - 1)]^{-1} [(1 + \Lambda^2) \sinh \chi + 2\Lambda \cosh \chi]^{-1} \times \\ & [- (\chi\Lambda + 1) + (\chi\Lambda - 1)e^{-\chi\chi} + (\Lambda^2/\chi + 1/\chi - \chi\Lambda^2 + \Lambda)e^{-\chi\chi} \sinh \chi + \\ & (-\Lambda^2/\chi - 1/\chi + \chi\Lambda^2 + \Lambda) \sinh \chi + (-\chi\Lambda + 1 + 2\Lambda/\chi)e^{-\chi\chi} \cosh \chi + (\chi\Lambda + 1 - 2\Lambda/\chi) \cosh \chi] \end{aligned} \quad (4.3)$$

bzw. für $\alpha = 1$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} \approx & q(\mu_n + \mu_p) \alpha Q_0 \tau [2\chi\chi]^{-1} [(1 + \Lambda^2) \sinh \chi + 2\Lambda \cosh \chi]^{-1} \times \\ & \{ [(1 - 2\Lambda) e^{-\chi} + (1 + 2\Lambda) [\Lambda \sinh \chi + \cosh \chi] + \Lambda e^{-\chi} - (1 + \Lambda) - (1 + 2\Lambda)] \}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Eine in der Halbleiterphysik übliche Darstellungsweise vergleicht die mittlere Photoleitfähigkeit inhomogener Profile mit der Photoleitfähigkeit für den idealen Fall (homogene Anregung, keine Oberflächenrekombination)

$$\Delta \sigma \Big|_{\text{ideal}} = q(\mu_n + \mu_p) \alpha Q_0 \tau \quad (4.5)$$

und erfaßt sämtliche Inhomogenitätseffekte durch eine effektive Lebensdauer $\tau_{\text{eff}} = \tau_{\text{eff}}(\alpha, L_A(\tau), s, t) \leq \tau$. Diese effektive Lebensdauer beeinflusst sowohl die Empfindlichkeit als auch das dynamische Verhalten eines Photohalbleiters in entscheidender Weise. Letzteres wird noch in Kap. 5 ausführlich behandelt. Hier - für den stationären Fall - interessiert nur der Einfluß von τ_{eff} auf die Empfindlichkeit.

Unter der vereinfachenden Annahme, daß die einfallende Strahlung ausschließlich und vollständig in der beleuchteten Oberfläche absorbiert wird, hat LEVIN in /55/ die mittlere Leitfähigkeit einer dünnen Halbleiterschicht zu

$$\bar{\Delta \sigma} = q(\mu_n + \mu_p) \frac{Q_0}{t} \tau_{\text{eff}} \quad (4.6)$$

berechnet. Für den hier untersuchten allgemeineren Fall (Absorption über der gesamten Schichtdicke) behält Gl. (4.6) ebenfalls Gültigkeit. Ein Vergleich zwischen Gl. (4.6) und Gl. (4.3) bzw. Gl. (4.4) liefert für $\alpha \neq 1$

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}} \approx & \tau \chi (\chi^2 - 1)^{-1} [(1 + \chi^2) \sinh \chi + 2 \chi \cosh \chi]^{-1} [-(\chi \chi + 1) + (\chi \chi - 1) e^{-\chi \chi} + \\ & (\chi^2 / \chi + 1 / \chi - \chi \chi^2 + \chi) e^{-\chi \chi} \sinh \chi + (-\chi^2 / \chi - 1 / \chi + \chi \chi^2 + \chi) \sinh \chi + \\ & (-\chi \chi + 1 + 2 \chi / \chi) e^{-\chi \chi} \cosh \chi + (\chi \chi + 1 - 2 \chi / \chi) \cosh \chi] \quad (4.7) \end{aligned}$$

bzw. für $\alpha = 1$

$$\begin{aligned} \tau_{\text{eff}} = & \tau \cdot 0.5 [(1 + \chi^2) \sinh \chi + 2 \chi \cosh \chi]^{-1} \{ [(1 - 2 \chi) e^{-\chi} + (1 + 2 \chi)] \cdot \\ & [\chi \sinh \chi + \cosh \chi] + \chi e^{-\chi} - (1 + \chi) - (1 + 2 \chi) \} \quad (4.8) \end{aligned}$$

Mit dem Grenzübergang $\alpha \rightarrow \infty$ ergeben sich aus Gl. (4.7) bzw. Gl. (4.8) die bei Levin genannten Werte für τ_{eff} .

Aus Gl. (4.6) liest man die bekannte, fundamentale Erkenntnis ab, daß die Photoleitfähigkeit von der Schicht selbst her, also bei konstanter Beleuchtungsstärke bzw. Photonenstromdichte, durch das Produkt aus Beweglichkeit und effektiver Lebensdauer bestimmt ist, wobei τ_{eff} auf Grund von Inhomogenitätseffekten stets kleiner ist als die Volumenlebensdauer τ der Gesamtheit aller erzeugten Ladungsträgerpaare.

Zur Erzielung einer hohen, nach Gl. (3.82) definierten Kontrastempfindlichkeit - diese ist auf konstante Beweglichkeit bezogen, da eine Erhöhung der Beweglichkeit auch die Dunkelleitfähigkeit anhebt und somit nicht kontrastverstärkend wirkt - ist also eine möglichst große effektive Lebensdauer notwendig.

Die numerische Auswertung der effektiven Lebensdauer nach Gl. (4.7) bzw. Gl. (4.8) in Abhängigkeit von der Schichtdicke t ist in Bild 4.1 grafisch wiedergegeben. Man erkennt, daß der Einfluß der Oberflächenrekombination bei dünnen Halbleiterschichten - wie erwartet - besonders schichtdickeempfindlich ist und τ_{eff} mit wachsender Schichtdicke einem Grenzwert

$$\lim_{\chi \rightarrow \infty} \tau_{\text{eff}} = \tau \frac{\chi(1+\chi\Lambda) - (1+\Lambda)}{(\chi^2-1)(1+\Lambda)} \quad \text{für } \chi \neq 1 \quad (4.9)$$

$$\text{bzw.} \quad \lim_{\chi \rightarrow \infty} \tau_{\text{eff}} = \tau \frac{1+2\Lambda}{2(1+\Lambda)} \quad \text{für } \chi = 1 \quad (4.10)$$

zustrebt, der für $s \rightarrow 0$ den von α unabhängigen Wert

$$\lim_{\chi \rightarrow \infty} \left(\lim_{s \rightarrow 0} \tau_{\text{eff}} \right) = \lim_{\chi \rightarrow \infty} \tau (1 - e^{-\chi\chi}) = \tau \quad (4.11)$$

bzw. für $s \rightarrow \infty$ den Wert

$$\lim_{\chi \rightarrow \infty} \left(\lim_{s \rightarrow \infty} \tau_{\text{eff}} \right) = \lim_{\chi \rightarrow \infty} \frac{\tau \chi}{(\chi^2-1)} \frac{[(1+e^{-\chi\chi})(\cosh\chi-1) - \chi^{-1}(1-e^{-\chi\chi})\sinh\chi]}{\sinh\chi} = \frac{\tau}{\alpha L_a + 1} \quad (4.12)$$

erreicht.

Für die in der Praxis sehr häufig zutreffenden Voraussetzungen $t > 2 L_a$, $\alpha t \gg 1$ und $\alpha L_a \gg 1$ erhält man

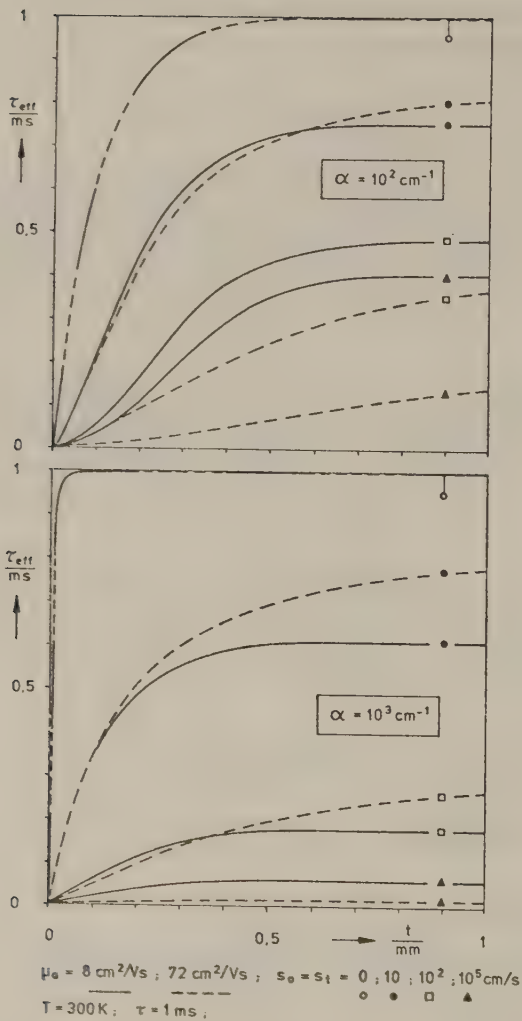


Bild 4.1 Effektive Lebensdauer τ_{eff} als Funktion der Schichtdicke t

$$\tau_{\text{eff}} \approx \tau \left(1 + \frac{s\tau}{L_a} \right)^{-1}, \quad (4.13)$$

eine Beziehung, die in der Literatur als

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} \approx \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_s} \quad \text{mit} \quad \tau_s = L_a/s \quad (4.14)$$

immer dann zu finden ist, wenn bei dünnen Halbleiterschichten stark vereinfacht zwischen der Volumenlebensdauer τ und der Oberflächenlebensdauer τ_s (Trägerlebensdauer in unmittelbarer Oberflächennähe) unterschieden wird. z.B. /70/, /74/, /80/ und Kap. 5 .

Die Abhängigkeit der effektiven Lebensdauer bzw. der auf $q \cdot (\mu_n + \mu_p) Q_0 / t$ bezogenen mittleren Photoleitfähigkeit von der Volumenlebensdauer τ ist in Bild 4.2 grafisch dargestellt. Dabei ist eine Variation der Volumenlebensdauer experimentell nur über Materialeinflüsse (z.B. Dotierung) herbeizuführen und nicht über eine veränderte Beleuchtungsstärke.

Wie man sieht, ergibt sich mit steigendem τ ebenfalls eine durch Oberflächenrekombination begrenzte Photoleitfähigkeit mit dem zugehörigen Grenzwert

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} (\tau_{\text{eff}}) = \left[1 + \frac{2D_a}{st} \right]^{-1} \left[\left(\frac{D_a}{s^2} - \frac{1}{D_a \alpha^2} - \frac{2}{st \alpha^2} + \frac{t}{2s} \right) (1 - e^{-\alpha t}) + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{1}{s} + \frac{t}{2D_a} \right) (1 + e^{-\alpha t}) \right] \quad (4.15)$$

Der Durchgriff der schlechten Oberfläche sorgt für verstärkte Rekombination und verhindert somit ein weiteres Ansteigen der Empfindlichkeit.

Hinsichtlich der Optimierung beleuchteter Halbleiterschichten auf maximales $\sigma \cdot t$ -Produkt ist also eine erhebliche Reduzierung der Oberflächenrekombination anzustreben, u.U. mit zusätzlich aufgebrauchten Antirekombinationschichten, die - ähnlich wie die aus der Optik bekannten Antireflexionschichten unerwünschte Reflexionen verhindern - hier die unerwünschte Oberflächenrekombination ohne nennenswerte Beeinflussung der Absorption verringern sollen.

Die Herstellung von beliebig rekombinationsarmen Oberflächen ist in letzter Zeit bei der Entwicklung von Solarzellen mit hohem Wirkungsgrad /27/, /28/

wieder in den Mittelpunkt des Interesses gerückt und bleibt als derzeit noch ungelöstes Problem eine interessante Forschungsaufgabe im Bereich der Halbleitertechnologie.

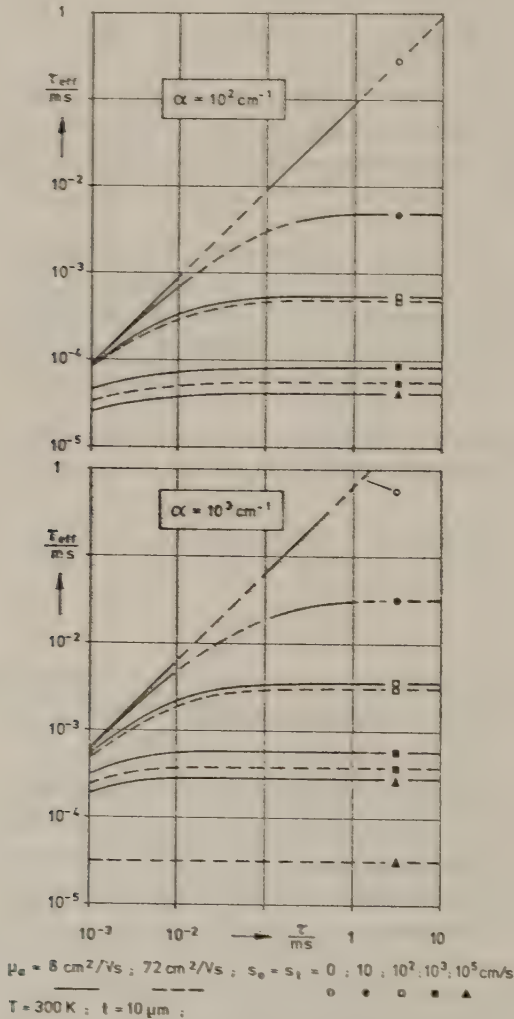


Bild 4.2 Effektive Lebensdauer τ_{eff} als Funktion der Volumenlebensdauer τ

4.2 Berechnung der optimalen Schichtdicke

Nach den Ergebnissen der vorangegangenen Untersuchungen hängt das Leitfähigkeits-Schichtdicke-Produkt von einer Vielzahl technologischer und optischer Parameter ab, die auf Grund diverser Wechselwirkungsmechanismen untereinander mehr oder weniger stark verkoppelt sind und daher - mit wenigen Ausnahmen - nicht unabhängig voneinander optimiert werden können.

Die wichtigsten Parameter sind noch einmal in der pauschalen Abhängigkeit

$$\overline{\Delta \sigma t} = \overline{\Delta \sigma t} (s_o, s_t, t \mid Q_v \mid \alpha, \tau, \mu_n, \mu_p, \eta, R_o, R_t) \quad (4.16)$$

zusammengestellt, wobei eine stark vereinfachte Aufteilung in drei Gruppen vorgenommen wurde: in Technologie-Parameter, die ausschließlich die Eigenschaften der Halbleiterschicht charakterisieren, in optische Parameter, die von der verwendeten Beleuchtungseinrichtung abhängig sind, und in solche, die in diesem Zusammenhang als hybrid bezeichnet werden, da sie sowohl von der anregenden Strahlung her als auch über die Halbleiterschicht zu beeinflussen sind.

Die im folgenden durchgeführten Berechnungen beschränken sich auf die Optimierung der technologischen Parameter, von denen schließlich die Schichtdicke allein einer echten Optimierung zugänglich ist, da die Oberflächenrekombination im Rahmen dieser Arbeit nur als Störungsgröße zu betrachten und - zur Erzielung bestmöglicher Verhältnisse im Sinne der Aufgabenstellung - möglichst vollständig zu unterdrücken ist. *)

Unter Voraussetzung einer bezüglich Intensität und Spektralverteilung konstanten Anregung bleibt für die Hybridparameter α , τ , μ_n und μ_p nur noch eine Variationsmöglichkeit über die Halbleiterschicht selbst bestehen, so daß sie unter diesen Umständen in die Gruppe der Technologieparameter eingereiht werden können.

Da nun die Realisierung einer vorgegebenen Schichtdicke im Hinblick auf den dazu notwendigen technologischen und meßtechnischen Aufwand wesentlich einfacher ist als die Verwirklichung bestimmter Werte für Beweglichkeit, Absorptionskoeffizient oder High-Injection-Lebensdauer und die noch

*) Bei speziellen photoempfindlichen Bauelementen kennt man ein bewußtes Ausnutzen von $s > 0$ zur Steigerung der Linearität oder der Ansprechgeschwindigkeit.

mögliche Variation der Beweglichkeit über entsprechend ausgewählte Halbleitermaterialien an dieser Stelle unberücksichtigt bleiben soll, erfolgt die Optimierung gedanklich in zwei Schritten:

In einer Einzeloptimierung werden für unveränderte Anregung alle Technologieparameter, also s , α , τ und u , mit Ausnahme der Schichtdicke t als Konstante vorgegeben, so daß sich mit der Forderung nach maximalem σt -Produkt eine für diese Parameterkombination optimale Schichtdicke t_{opt} berechnen läßt.

Erweitert man nun diesen ersten Schritt zu einer Gruppenoptimierung dahingehend, daß α und τ als zusätzlich variabel angenommen werden, so liefert die Optimierungsrechnung für jede Wertekombination von α und τ ein entsprechendes Wertepaar für die günstigste Schichtdicke und das dabei erhaltene σt -Produkt. Durch eine geeignete drei-dimensionale Zuordnung der jeweils vier zusammengehörenden Parameterwerte ergibt sich bei kontinuierlicher Variation von α und τ ein "Optimierungsgebirge" nach Bild 4.3, das alle Ergebnisse dieser Gruppenoptimierung in sich vereinigt und die Abhängigkeit der beteiligten Parameter untereinander in anschaulicher Form wiedergibt.

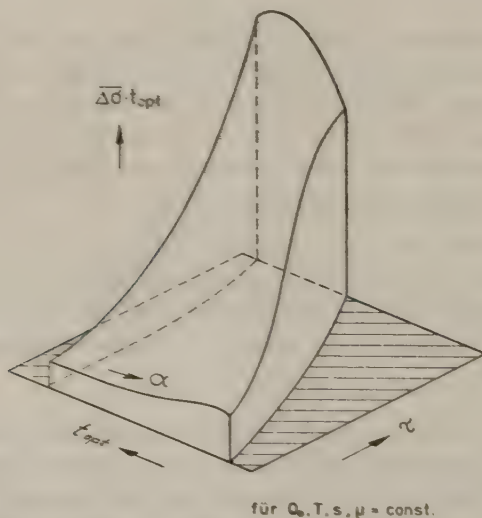


Bild 4.3 Das Optimierungsgebirge $\overline{\Delta \sigma} \cdot t_{opt}(\alpha, \tau, t_{opt})$

Soll auch die prinzipiell noch mögliche Beeinflussung des σt -Produkts durch Variation der Anregung bzw. durch Variation der Beweglichkeit in die Untersuchungen mit einbezogen werden, so führt das schließlich auf eine wesentlich problematischere Gesamtoptimierung, zu der weiter unten Stellung genommen wird.

Mit Hilfe der Gruppenoptimierung allein ist es aber schon möglich, nach der Wahl eines für die anstehenden Probleme günstig erscheinenden Halbleitermaterials (Kap. 4.4) der Technologie bestimmte Richtwerte bezüglich Schichtdicke, Lebensdauer und Absorptionskoeffizient bereitzustellen und so die Präparations- und Aufdampftechniken in gezielte Bahnen zu lenken. Der zu erwartende Empfindlichkeitsgewinn läßt sich ebenfalls daraus ableiten.

Die zur Durchführung der Gruppenoptimierung notwendige Ausgangsgleichung lautet mit Gl. (3.82) und Gl. (4.6)

$$\text{Max}\{\bar{\Delta\sigma}t\} = q(\mu_n + \mu_p)Q_0 \text{Max}\left\{\int_0^t \Psi(y)dy\right\} = q(\mu_n + \mu_p)Q_0 \text{Max}\{\tau_{\text{eff}}\}. \quad (4.17)$$

Nun haben aber die Untersuchungen der effektiven Lebensdauer in Abhängigkeit von der Schichtdicke nach Kap. 4.1 und Bild 4.1 ergeben, daß die als τ_{eff} bezeichnete Integralfläche $\int_0^t \Psi(y)dy$ von ihrem Anfangswert $\tau_{\text{eff}}(t=0) = 0$ aus mit steigender Schichtdicke für alle Parameterkombinationen monoton zunimmt, bis sie schließlich für $t \rightarrow \infty$ ein Randmaximum mit den Grenzwerten nach Gl. (4.9) bzw. Gl. (4.10) erreicht (Bild 4.4a).

Dieser monotone Anstieg läßt sich physikalisch sehr leicht dadurch erklären, daß die Integralfläche unter der Profilkurve $\Psi(y)$ der Gesamtmenge der im Halbleitervolumen vorhandenen Ladungsträgerpaare proportional ist und daß auf Grund der räumlich exponentiell verlaufenden Absorption bzw. Trägergeneration mit wachsender Schichtdicke - und bei sinkender Zuwachsrate - immer ein Ansteigen der Ladungsträgerzahl verbunden ist. Eine sinnvolle Optimierung der Schichtdicke als Funktion der effektiven Lebensdauer ist somit nicht möglich.

Zwar erreicht man für bestimmte Parameterkombinationen - wie Bild 4.1 deutlich zeigt - auch schon für realistische Schichtdicken von 1 mm den für $t \rightarrow \infty$ angegebenen Grenzwert und damit ein maximales σt -Produkt; doch

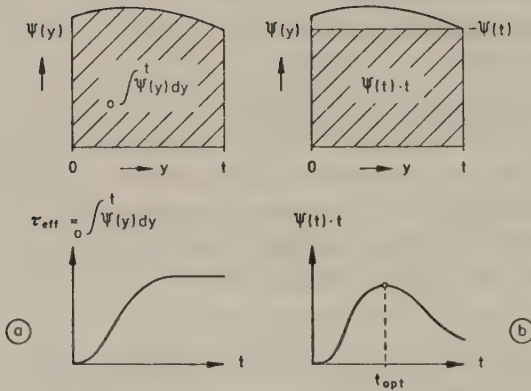


Bild 4.4 Integral- und Rechteck-Optimierung

die dabei erzielten Leitfähigkeitsprofile entsprechen in keiner Weise mehr den gewünschten Vorstellungen: Die für Streifenleiter so wichtige Homogenität der Leitfähigkeit geht verloren, und die hochohmigen "Dunkelbereiche" an der Grenzfläche zur Keramik können als dielektrische Zwischenschicht das bisher verfolgte Konzept entscheidend verändern.

Um dennoch - wenigstens näherungsweise - eine technisch sinnvolle optimale Schichtdicke ermitteln zu können, bietet sich als Ausweg eine hier als "Rechteck-Optimierung" (Bild 4.4b) bezeichnete Möglichkeit an, bei der das maximale $\sigma \cdot t$ -Produkt über die Beziehung

$$\text{Max}\{\bar{\Delta\sigma}t\} \approx q(\mu_n + \mu_p) Q_0 \text{Max}\{\psi(t)t\} \quad (4.18)$$

gefunden wird.

Diese Art der Optimierung hat den Vorteil, daß die Rechteckfläche $\psi(t) \cdot t$ ein echtes Maximum mit $t_{\text{opt}} \neq 0$ oder ∞ durchläuft. Sie setzt aber relativ homogene Leitfähigkeitsprofile voraus und ist deshalb für dünne Halbleiterschichten ($t \leq 100 \mu\text{m}$) mit vergüteten Oberflächen ($s < 10^3 \text{ cm/s}$) besonders günstig anzuwenden. Bei verstärkter Oberflächenrekombination

($s > 10^3$ cm/s) behält sie wenigstens noch orientierenden Charakter.

Mit Gl. (3.82) bzw. Gl. (3.83) und den Normierungen nach Gl. (4.2) ergibt sich aus der Forderung

$$\frac{d}{dt} \{ \Psi(t) t \} \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.19)$$

die Optimierungsbedingung

$$\begin{aligned} & 2(1-\chi)(1+\Lambda)^2(1+\kappa\Lambda)\exp\chi - 2(1+\chi)(1-\Lambda)^2(1+\kappa\Lambda)\exp(-\chi) + \\ & 2(\kappa\Lambda\chi - \kappa + \kappa^2\chi - 2\chi + \Lambda)(\Lambda^2 - 1)\exp(-\kappa\chi) - (1+\kappa)(1-\kappa\chi)(1+\Lambda)^3\exp(2-\kappa)\chi + \\ & (1-\kappa\chi)(\kappa-1)(\Lambda-1)^3\exp(-2\chi - \kappa\chi) = 0. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Außer den trivialen Lösungen $t = 0$ und $t = \infty$ liefert diese Beziehung als dritte Lösung die gesuchte optimale Schichtdicke t_{opt} . Den Wert für die Rechteckfläche selbst erhält man aus

$$\begin{aligned} \Psi(t) t \Big|_{\chi=1} &= \tau \kappa \chi \Lambda (\kappa^2 - 1)^{-1} [(\Lambda + 1)^2 \exp\chi - (\Lambda - 1)^2 \exp(-\chi)]^{-1} \times \\ & [2(\Lambda\kappa + 1) - (\kappa + 1)(\Lambda + 1)\exp(1 - \kappa)\chi + (1 - \kappa)(\Lambda - 1)\exp(-\chi - \kappa\chi)], \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} \text{bzw. für } \kappa = 1 \quad \Psi(t) t \Big|_{\chi=1} &= \frac{1}{2} \tau \chi \Lambda [(\Lambda + 1)^2 \exp\chi - (\Lambda - 1)^2 \exp(-\chi)]^{-1} \times \\ & [2\chi(\Lambda + 1) + (\Lambda - 1)(1 - \exp(-2\chi))] \end{aligned} \quad (4.22)$$

mit den Grenzwerten

$$\lim_{\chi \rightarrow 0} \Psi(t) t = \lim_{\chi \rightarrow \infty} \Psi(t) t = 0. \quad (4.23)$$

4.3 Auswertung der Gruppenoptimierung

Die räumliche Darstellung aller Ergebnisse der Gruppenoptimierung in Form eines sogenannten Optimierungsgebirges bringt für einen schnellen Überblick über den Gesamtzusammenhang ohne Zweifel entscheidende Vorteile, erfordert aber bei der zwangsläufig zweidimensionalen Reproduktion auf dem Papier einen relativ großen Aufwand. Wegen der dabei auftretenden Verzerrungen erscheint eine perspektivische Darstellung nach Bild 4.3 wenig

sinnvoll, so daß hier eine Reproduktion in topografischer Kartendarstellung erfolgt, d.h. mittels Linien gleichen $\sigma\tau$ -Produkts (Höhenlinien) und Linien gleicher Absorption (Äquiabsorptionslinien) über der τ - t_{opt} -Ebene.

Da sich die Gruppenoptimierung gemäß Gl. (4.17) auf konstante Anregung $Q_0(\lambda)$ und konstante Beweglichkeit (μ_n, μ_p, μ_a) bezieht, genügt es, an Stelle des $\sigma\tau$ -Produkts den Wert für die effektive Lebensdauer bzw. den Wert für die Integralfläche anzugeben.

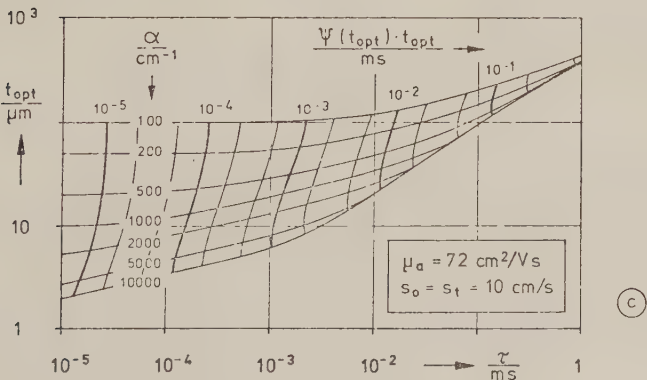
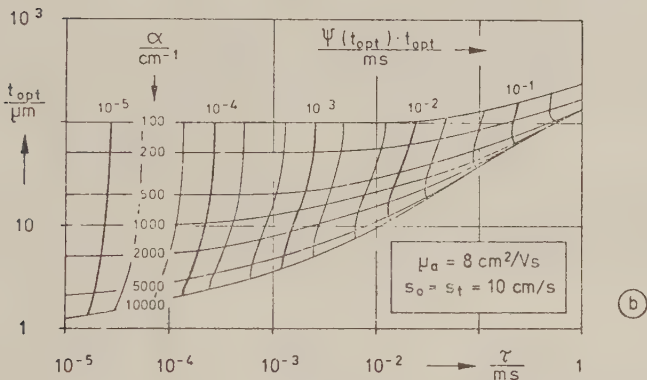
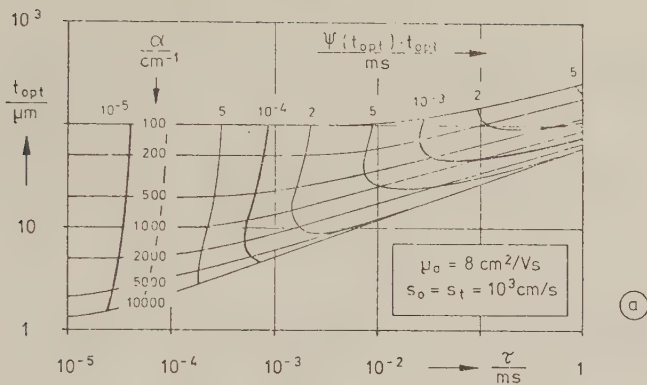
In Bild 4.5 sind drei verschiedene solcher "topografischen" Diagramme wiedergegeben. Durch einen Vergleich untereinander lassen sich auch die Auswirkungen bei veränderter Beweglichkeit bzw. bei veränderter Oberflächenrekombination deutlich erkennen. Eine entsprechende konventionelle Darstellung der Optimierungsergebnisse in getrennten Diagrammen $t_{\text{opt}} = t_{\text{opt}}(\alpha, \tau)$ und $\Psi(t_{\text{opt}}) \cdot t_{\text{opt}} = \text{Fkt.}(\alpha, \tau)$ zeigen Bild 4.6 und Bild 4.7. Anstelle des $\sigma\tau$ -Produkts ist wegen Gl. (4.18) der Wert der jeweils maximalen Rechteckfläche $\Psi(t_{\text{opt}}) \cdot t_{\text{opt}}$ nach Gl. (4.21) aufgetragen, die sich von der Integralfläche $\int_0^{t_{\text{opt}}} \Psi(y) dy$ zwar prinzipiell, doch praktisch nur in unbedeutender Weise unterscheidet. Natürlich ist eine exakte Berechnung von $\bar{\Delta\sigma} \cdot t_{\text{opt}}$ über Gl. (4.17) und Gl. (4.7) bzw. Gl. (4.8) jederzeit möglich.

Mit Hilfe dieser Optimierungsergebnisse sind für die verschiedensten Parameterkombinationen die entsprechenden Profilverläufe $\Psi(y)$ und die exakten Werte der Integralfläche berechnet worden. Dabei hat sich gezeigt, daß die hier praktizierte Rechteckoptimierung als optimaler Kompromiß zwischen größtmöglichem $\bar{\Delta\sigma} \cdot t$ -Produkt und homogener Leitfähigkeitsverteilung anzusehen ist.

Die Auswertung der Gruppenoptimierung bringt - pauschal zusammengefaßt - folgende Ergebnisse:

Im Gegensatz zu der empirisch gefundenen Beziehung (3.84) ergibt sich aus Bild 4.6 für den Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizient, ambipolarer Diffusionslänge und optimaler Schichtdicke die Bedingung

$$L_a \gtrsim 1/\alpha \lesssim t_{\text{opt}}, \quad (4.24)$$



$T = 300 \text{ K}$, $Q_o = \text{const.}$

Bild 4.5 Ergebnisse der Optimierungsrechnung in topografischer Darstellung

wobei die optimale Schichtdicke für $L_a \geq t_{\text{opt}}$ bzw. $\alpha L_a \geq 10$ unabhängig von α wird.

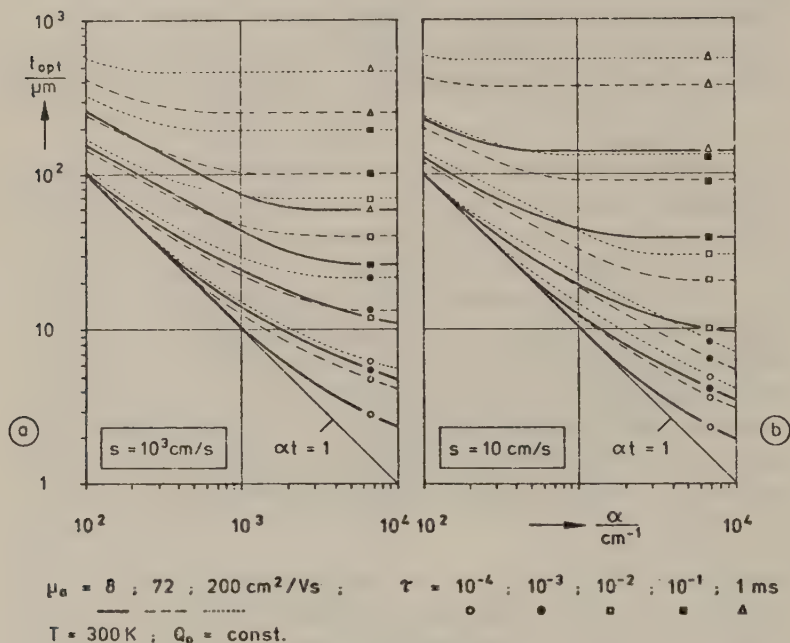


Bild 4.6 Optimale Schichtdicke t_{opt} als Funktion des Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$

Erwartungsgemäß bewirkt eine Erhöhung der ambipolaren Beweglichkeit ganz allgemein eine Steigerung des $\bar{\Delta}\sigma \cdot t$ -Produkts, was insbesondere bei stärkerer Oberflächenrekombination ($s = 10^3 \text{ cm/s}$) zu einer Empfindlichkeitssteigerung ausgenutzt werden kann (Bild 4.7a).

Die gesamte Gruppenoptimierung ist noch ein zweites Mal für $R_t = 0,1$ durchgeführt worden, d.h. mit der allgemeineren Leitfähigkeitsverteilung nach Gl. (3.79). Grundsätzlich aber kann das Reflexionsvermögen des Interface nur dann eine Homogenisierung der Profile und eine Steigerung des $\bar{\Delta}\sigma t$ -Produkts hervorrufen, wenn die Strahlung überhaupt bis zum Interface vordringt. Da letzteres aber wegen Gl. (4.24) nur unzureichend erfüllt ist,

bleibt die in Bild 4.7 angedeutete Erhöhung des $\bar{\Delta}\sigma t$ -Produkts praktisch bedeutungslos.

Die erwartete Tendenz - nämlich wirkungsvolleres Eingreifen der Reflexions-
terme bei schwacher Absorption und/oder bei nur schwach kompensierender
Diffusion, also mit sinkendem μ_a und τ - ist noch deutlich zu erkennen.

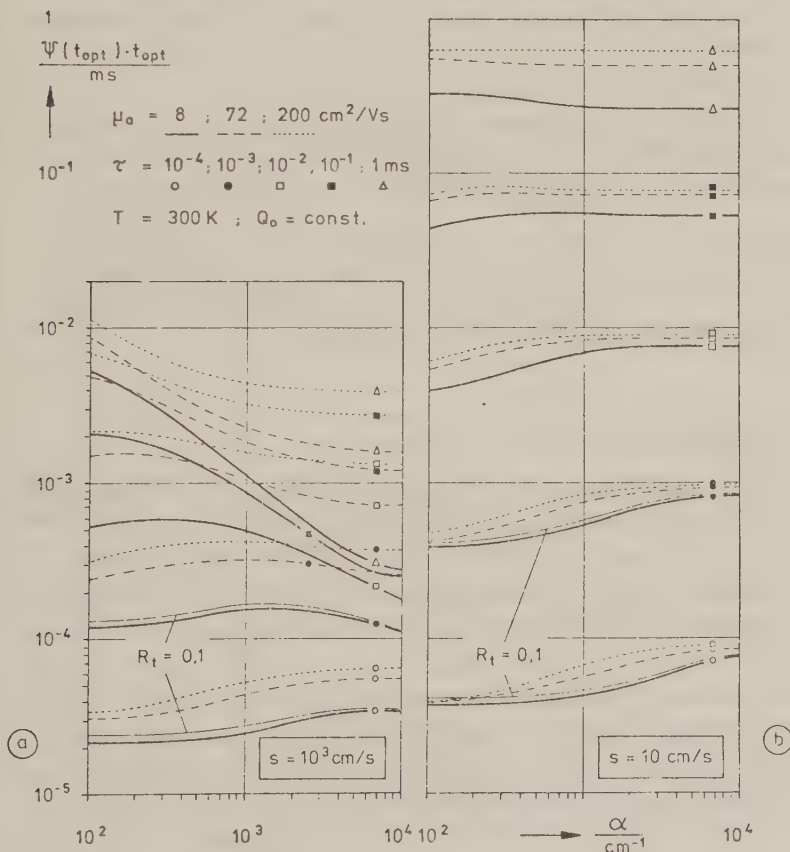


Bild 4.7 Maximales $\Psi(t_{\text{opt}}) \cdot t_{\text{opt}}$ -Produkt als Funktion
des Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$

Entsprechende Veränderungen der optimalen Schichtdicke lassen sich durch den gewählten Maßstab in Bild 4.6 aber nicht mehr auflösen. Für die Praxis bleiben sie ohnehin bedeutungslos, da bei der Herstellung solcher Schichten weit größere Toleranzen auftreten können als diese theoretisch ermittelten Veränderungen der Schichtdicke.

Da für ein vorgegebenes Halbleitermaterial mit definierten Abmessungen und konstanter Oberflächenrekombination der Absorptionskoeffizient in eindeutiger Relation zur Wellenlänge steht, kann bei Kenntnis dieser Abhängigkeit die Parametrierung der α -Achse in Wellenlängen bzw. Photonenenergien vorgenommen werden /11/,/70/.

Nach den Ergebnissen der Gruppenoptimierung ist es dann durchaus möglich, daß das maximale $\bar{\Delta}\sigma \cdot t$ -Produkt bei einer Wellenlänge auftritt, die nicht dem Maximum der spektralen Empfindlichkeitskurve ($\sim \Delta\sigma(\lambda)$) entspricht /46/.

Abschließend sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die hier durchgeführte Optimierung nur gültig ist, solange mit dem jeweiligen $\alpha(\lambda)$ -Wert auch tatsächlich eine Intrinsic-Absorption verbunden ist und die optimale Schichtdicke wesentlich kleiner ist als die Skintiefe (vergl. Kap. 2.3).

4.4 Bemerkungen zur Gesamtoptimierung

Unter einer Gesamtoptimierung soll in diesem Zusammenhang - wie schon oben angedeutet - das Bestreben verstanden werden, möglichst viele Parameter des in Bild 4.8 schematisch dargestellten Opto-Mikrowellensystems derart aufeinander abzustimmen, daß die Anlage möglichst viele der an sie gestellten Forderungen (z.B. technischer oder wirtschaftlicher Art) optimal erfüllt.

Für den Bereich der Optoelektronik bedeutet das eine Optimierung auf maximales $\bar{\Delta}\sigma \cdot t$ -Produkt, für den Mikrowellenteil die Entwicklung geeigneter Schaltungen, die das einmal erreichte $\bar{\Delta}\sigma \cdot t$ -Produkt optimal weiterverarbeiten, z.B. zur Erzielung eines möglichst hohen Modulationsvermögens. Letzteres wird in Kap. 6 und Kap. 7 noch ausführlich behandelt werden.

Auf der opto-elektronischen Seite ist über die Gruppenoptimierung hinaus die Wahl der Beleuchtungseinrichtung und eines dazu passenden Halbleitermaterials (oder umgekehrt) von entscheidender Bedeutung bei der Maximierung

des $\Delta\sigma\tau$ -Produkts. Diese Gesichtspunkte treten vor allem bei der Neukonzipierung derartiger Übertragungssysteme in den Vordergrund.

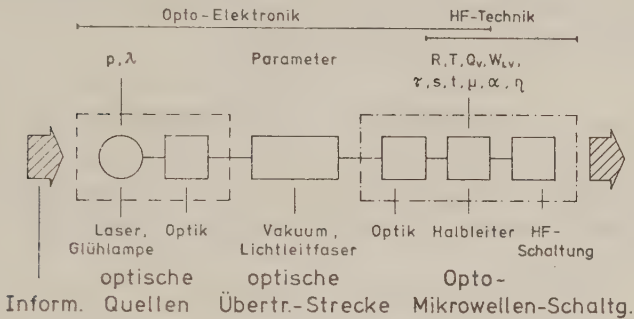


Bild 4.8

Blockschaltbild des Opto-Mikrowellen-Hybridsystems

Im Rahmen dieser Arbeit ist aber eine solche Optimierungsmöglichkeit auf Grund der wenigen zur Verfügung stehenden Beleuchtungseinrichtungen (Projektor, Laser, Leuchtdiode) und Halbleitermaterialien (CdS, CdSe) experimentell erheblich eingeschränkt, so daß die folgenden Ausführungen mehr den Charakter einer prinzipiellen Abschätzung tragen.

Bei der Beurteilung, welches Halbleitermaterial zur Lösung der dargelegten Probleme am sinnvollsten einzusetzen ist, erscheint es zweckmäßig, einen Gütefaktor zu definieren, der möglichst viele Eigenschaften des Halbleitermaterials bzw. der Schicht in sich vereinigt /41/, /55/.

Als eine dafür geeignete Größe bietet sich das "Empfindlichkeitsprodukt" aus Beweglichkeit und effektiver Lebensdauer an. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die einfallende Strahlung ausschließlich und vollständig in der beleuchteten Oberfläche absorbiert wird, ergibt sich über Gl. (4.7) für $t > 2L_a$ ein Gütefaktor von

$$H = (\mu_n + \mu_p) \frac{\tau}{1 + s\tau/L_a} \quad (4.25)$$

Für einige prinzipiell verwendungsfähige Halbleitermaterialien sind die entsprechenden Zahlenwerte in Tabelle 1 angegeben.

Ein zweites mögliches Auswahlkriterium ist die maximal erreichbare Photo-leitfähigkeit, hier abgeschätzt über die Eigenleitfähigkeit /93/ in der Nähe des Schmelzpunktes T_S mit Hilfe der Beziehung

$$\sigma_{i\max} \approx 2q(\mu_n + \mu_p) \left(\frac{2\pi m_0 kT}{h^2} \right)^{1.5} \cdot \left(\frac{m_n m_p}{m_0^2} \right)^{0.75} \cdot \exp\left(-\frac{W_{LV}}{2kT}\right) \quad , \quad (4.26)$$

mit $T = 0,9 T_S$, der Einfachheit halber jedoch ohne Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeiten $W_{LV}(T)$ und $\mu(T)$. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 1 eingetragen.

	CdS	CdSe	Ge	Si	GaAs	InSb
τ / s	10^{-4}	10^{-4}	$\square 10^{-4}$	$\square 10^{-4}$	10^{-7}	10^{-7}
$\circ \mu_n$ / $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	300	800	3900	1500	8500	78000
$\circ \mu_p$ / $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	50	30	1800	600	400	750
$\circ \mu_a$ / $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	85,7	57,8	2463	857	764	1486
s / cm s^{-1}	500	500	30	100	10^4	250
$\circ W_{LV}$ / eV	2,42	1,7	0,67	1,1	1,43	0,16
$\circ m_n$ / m_0	0,17	0,13	0,22	0,33	0,068	0,013
$\circ m_p$ / m_0	0,6	0,45	0,31	0,56	0,5	0,6
T_S / $^{\circ}\text{C}$	1475	1239	937	1410	1238	536
$\circ \sigma_d$ / Scm^{-1}	10^{-7}	10^{-7}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-2}	10^{+2}
K	$\Delta 10^5$	$\Delta 10^5$	10^2	10^3	10^2	2

H / $\text{cm}^2 \text{V}^{-1}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	0,55	0,17	$5 \cdot 10^{-4}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{i\max}$ / Scm^{-1}	0,41	2,77	605	406	62	8900

$\circ$ bei $T \approx 300 \text{ K}$

Δ für aktiviertes polykristallines Material

Tabelle 1

$\square$ mit heraufgesetzter Photoempfindlichkeit

Die Angaben über die Lebensdauer τ repräsentieren einen Mittelwert der in der Praxis bei starker Injektion erzielten Werte. Die Angaben für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit s sind Optimalwerte, d.h. die jeweils niedrigsten, die bei aufwendiger Oberflächenbehandlung z.Zt. erreicht werden können. Die aufgeführte Dunkelleitfähigkeit σ_d ist ein realistischer Minimalwert, das angegebene Langzeit-Kontrastverhältnis K ein auf 1000Lux bezogener Maximalwert für "weißes Licht".

Berücksichtigt man das starke Absinken der Beweglichkeit bei polykristallin aufgedampften Halbleiterschichten (Kap. 5) pauschal durch einen in der Praxis bestätigten Faktor von 0,1, so lassen sich die aufgeführten Halbleiter in drei Gruppen aufteilen, die zu der in Bild 4.5 bis 4.7 angegebenen Beweglichkeitsabstufung geführt haben, nämlich $8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für CdS und CdSe, $72 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für Si und GaAs und $200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für Ge und InSb.

Nach den Ergebnissen der Tabelle 1 besitzt Germanium - knapp vor Silizium - das höchste erreichbare Empfindlichkeitsprodukt, und beide sind aus dieser Sicht die mit Abstand günstigsten Halbleitermaterialien.

Für die hier untersuchten Opto-Mikrowellenschaltungen muß aber aus hochfrequenztechnischen Gründen (Kap. 2) eine möglichst geringe Dunkelleitfähigkeit vorausgesetzt werden, d.h. die Kontrastempfindlichkeit des jeweiligen Halbleitermaterials ist ausschlaggebend. Unter diesen Gesichtspunkten - und nur unter diesen (vergl. Kap. 5.4 und Kap. 6.4) - sind CdS und CdSe den anderen Materialien weit überlegen, wobei CdSe wegen seines höheren Gütefaktors vorzuziehen ist.

Alle diesbezüglichen Auswahlkriterien setzen aber eine Strahlungsquelle voraus, die mit dem jeweiligen Material einen Quantenwirkungsgrad von $\eta \geq 1$ erreicht /3/ - eine Forderung, die in der Praxis nur für die wenigsten optoelektronischen Systemkomponenten erfüllt werden kann.

In diesem Zusammenhang (und insbesondere für Breitbandstrahler) ist der spektralenergetische Wirkungsgrad (source-gap efficiency) η_λ - als multiplikativer Faktor in η enthalten - von relativ großer Bedeutung. Da bei vorausgesetzter Intrinsic-Absorption nur Photonen mit $h \cdot \nu \geq W_{LV}$ an der Trägererzeugung beteiligt sind, erweist sich dieser Wirkungsgrad als eine Beziehung zwischen der spektralen Leistungsdichteverteilung der Quelle und dem Bandabstand des Halbleitermaterials:

$$\eta_{\lambda} = \frac{\int_0^{h\nu_0/W_{LV}} p_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} p_{\lambda} d\lambda} \quad (4.27)$$

Diese Beziehung ist für die hier verwendeten Strahlungsquellen in Bild 4.9 grafisch dargestellt. Dabei wurde die Linienbreite der Laser als vernachlässigbar klein angenommen. Man erkennt, daß der Wirkungsgrad eines optoelektronischen Übertragungssystems mit vorgegebenen CdS- bzw. CdSe-Sensoren unter Glühlampenbeleuchtung wesentlich schlechter ist als bei Verwendung eines He:Ne- oder Argonlasers.

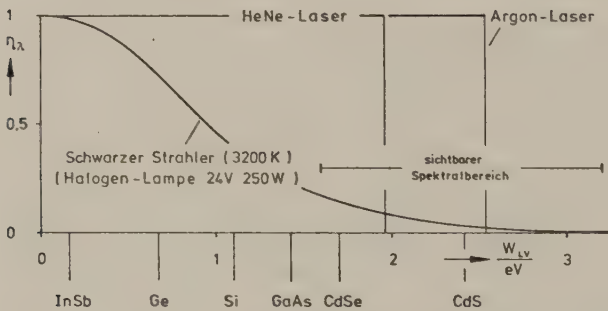


Bild 4.9 Spektralenergetischer Wirkungsgrad $\eta_{\lambda}(W_{LV})$ als Funktion des Bandabstandes W_{LV}

Diese Erkenntnis wiederum kann aber bei der Beurteilung nicht alleine ausschlaggebend sein, da auch die Intensität der Strahlungsquelle das $\bar{\Delta}\sigma\tau$ -Produkt in entscheidender Weise mitbeeinflusst.

So hat sich z.B. während der experimentellen Untersuchungen der vorliegenden breitbandig empfindlichen CdS- bzw. CdSe-Proben (bei einer beleuchteten Fläche von 0,5 ... 3 cm²) gezeigt, daß die verwendete Halogen-Glühlampe (24 V/250 W) als Breitbandstrahler auf Grund ihrer größeren Gesamt-Strahlungsleistungsdichte ein weit höheres $\bar{\Delta}\sigma\tau$ -Produkt zu induzieren vermag als der vorhandene Argon-Laser (1,3 W).

Der Vollständigkeit halber sei schon an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die Intensitätsabhängigkeit des $\overline{\Delta\sigma_t}$ -Produktes nicht nur über $Q_V(p)$ zu erklären ist, sondern auch dadurch, daß Beweglichkeit und Lebensdauer selbst intensitätsabhängig werden (Kap. 5).

Die in diesem Kapitel angesprochenen Auswahlkriterien lassen erkennen, daß die angestrebte Gesamtoptimierung nicht pauschal durchzuführen ist, sondern von Fall zu Fall den gegebenen Voraussetzungen angepaßt werden muß und sich in der Praxis - um den verschiedensten Anforderungen gerecht zu werden - immer als mehr oder weniger guter Kompromiß erweisen wird.

5. Optische und elektrische Eigenschaften polykristalliner CdS- bzw. CdSe-Schichten

5.1 Allgemeiner Überblick

Um die experimentellen Untersuchungen im Bereich der Mikrowellentechnik gezielt durchführen zu können, müssen die physikalischen Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Halbleiterschichten hinreichend bekannt sein. Da aber in diesem speziellen Fall vom Hersteller nur sehr lückenhafte Angaben vorliegen, stützen sich die später verwendeten Materialparameter zum Teil auf eigene Messungen, zum Teil auf Daten, die für vergleichbare Schichten der Literatur entnommen wurden.

Dabei darf allerdings nicht übersehen werden, daß insbesondere die Eigenschaften polykristallin aufgedampfter Halbleiterschichten in hohem Maße von der jeweiligen Präparationstechnik abhängen und daß somit eine Übernahme fehlender Daten aus der Literatur recht problematisch ist. Aus diesem Grunde schien es unumgänglich, wenigstens Kontakteinflüsse, Leitfähigkeit und effektive Lebensdauer in eigenen Versuchen zu ermitteln. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen /4/ sind weiter unten in gekürzter Form wiedergegeben.

Die optischen und elektrischen Eigenschaften dünner Halbleiterplättchen weichen auf Grund des hohen Oberflächendurchgriffs bekanntlich relativ stark von denen des massiven Halbleiterkristalls (bulk material) ab. Für die hier verwendeten Halbleiterschichten müssen zusätzlich zwei weitere Komponenten berücksichtigt werden, die die optoelektronischen Eigenschaften erheblich verändern können: zum einen das polykristalline Gefüge des aufgedampften Materials, zum anderen die hohen Beleuchtungsstärken, unter denen überwiegend gearbeitet wird.

Nach /14/ und /74/ besteht das polykristalline Gefüge aus niederohmigen Kristalliten (Linearabmessungen $0,1 \dots 10 \mu\text{m}$), die durch hochohmigere O_2 -Schichten (einige $10 \text{ \AA}$) voneinander getrennt sind. Auf den Oberflächen dieser Kristallite bilden sich Raumladungen aus, so daß die Korngrenzen nach /45/ als leicht vorgespannte Schottky-Barrieren aufgefaßt werden können. Ferner nimmt man an, daß die elektrischen Eigenschaften der Kristallite näherungsweise mit denen des massiven Einkristalls übereinstimmen - insbesondere sei die mikroskopische Beweglichkeit innerhalb der Kristallite etwa (Oberflächenstreuung!) gleich der Hallbeweglichkeit massiver Einkristalle. Die makroskopisch meßbare effektive Beweglichkeit hängt somit

einerseits von der Höhe dieser Potentialbarrieren ab, andererseits unterliegt sie den Einflüssen der zugesetzten Aktivatoren. Letzteres bewirkt in jedem Falle eine Reduzierung der Beweglichkeit. Außerdem ändert sich die Beweglichkeit nach /26/ relativ stark mit der Orientierung der Kristallite, dagegen weniger stark mit ihrer Größe. Darüber hinaus ist auch in polykristallinen Schichten der Einfluß von Streuprozessen wirksam, die schon von Untersuchungen an Einkristallen /13/, /58/ her bekannt sind, z.B. akustische /12/, polare optische - und piezoelektrische Streuung /92/, Störstellen- und Oberflächenstreuung /96/ und im Falle starker Injektionen möglicherweise auch noch Träger-Träger-Streuung /56/. Dabei addieren sich die einzelnen reziproken Teilbeweglichkeiten zur reziproken Gesamtbeweglichkeit /92/, /96/.

Die bei Beleuchtung einsetzende Photoleitfähigkeit wird in überwiegendem Maße durch eine Erhöhung der Trägerkonzentration innerhalb der Kristallite hervorgerufen (numbers mechanism), zum Teil aber auch durch eine Änderung der effektiven Beweglichkeit (barrier mechanism). Letzteres resultiert zum Teil aus einem Absinken der Potentialbarrieren /26/, zum Teil aus einer beleuchtungsabhängigen Störstellenstreuung. Für den Fall der Volumenabsorption nähert sich z.B. das Quasiferminiveau der Elektronen mit steigender Strahlungs-Intensität der Leitungsbandkante. Die ionisierten Donatoren werden aufgefüllt und verlieren so ihre Eigenschaft als Streuzentrum, d.h. die Hallbeweglichkeit nimmt zu. Nach /26/ erreicht μ_n in CdS bei einer Beleuchtung von ca. $1 \text{ W/cm}^2 \approx 240 \text{ klx}$ bei einem Kontrastverhältnis von $K \approx 10^8$ mit $340 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ sogar den Wert für massive Einkristalle.

Ändert sich die Beleuchtung in ihrer spektralen Intensitätsverteilung derart, daß die infraroten Anteile überwiegen, so können die von den Aktivatoren eingefangenen Löcher wieder freigesetzt werden (Übergang zur 2-Träger-Theorie): die Beweglichkeit und somit die Empfindlichkeit gehen zurück (infrared quenching /12/, /52/).

Nach diesen Ausführungen scheinen die Profilansätze aus Kap. 3, die eine vollständige Homogenität des Materials voraussetzen, ihre Gültigkeit für polykristalline Schichten zu verlieren, da die Diffusionsvorgänge auf Grund der interkristallinen Potentialbarrieren nicht mehr ungestört ablaufen können. Solange aber die Diffusionslänge der Minoritäten bzw. die ambipolare Diffusionslänge sehr viel größer ist als jede Linearabmessung der Kristallite, dürfen nach /74/ alle bisher durchgeführten Berechnungen auch auf poly-

kristallines Material übertragen werden, allerdings mit einer je nach Beleuchtungsstärke mehr oder weniger stark reduzierten Beweglichkeit $\mu_{\text{eff}} \lesssim \mu$ (vergl. (3.3)).

Diese Überlegungen führen zwangsläufig zu einer äquivalenten Reduzierung der ambipolaren Beweglichkeit. Möglicherweise macht sich aber die Sperrschichtkapazität der interkristallinen Schottky-Barrieren bei genügend hohen Frequenzen als wirksamer Nebenschluß bemerkbar, so daß für den Amplitudenfaktor ($\mu_n + \mu_p$) in Gl. (3.79) die monokristallinen Beweglichkeiten zu verwenden sind, was eine höhere Leitfähigkeit im Mikrowellenbereich zur Folge hätte (Kap. 6).

Neben der Beweglichkeit ist auch die Lebensdauer der induzierten Ladungsträger vom Aufbau der Halbleiterschicht und von der Art der Beleuchtung (Intensität /41/ und Wellenlänge /70/) abhängig, d.h. von Art und Menge der wirksamen Rekombinationszentren.

Für nicht zu starke Injektionen gilt das in erster Linie für die Lebensdauer der Majoritätsträger (hier Elektronen), da diese in überwiegendem Maße für Photoleitfähigkeit ($\mu_n \gg \mu_p$) und Ansprechgeschwindigkeit ($\tau_n \approx 10^{-9}\text{s} \gg \tau_p \approx 10^{-9}\text{s}$ /70/, /74/, /84/) verantwortlich sind.

Im Dunkelzustand und für schwache Injektionen bestimmen die Aktivatoren (Haftstellen), die Oberflächenzustände (insbesondere bei starker Adsorption /41/) und die Korngrenzen den Wert der Trägerlebensdauern. Unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes ($0 \lesssim \omega \ll 1/\tau$), das über injizierende oder nur teilweise sperrende Kontakte /41/ wirksam ist, kann die Lebensdauer der Majoritätsträger stark ansteigen, da hier die Quantenausbeute wesentlich über Eins liegt (charge amplification /24/, /64/, apparent quantum efficiency /70/, /74/).

Bei wachsender Beleuchtungsstärke variieren die Lebensdauern nach Maßgabe der jeweils vorherrschenden Rekombinationsprozesse /41/, was wiederum in besonderem Maße von der Art der Aktivierungsdotierung abhängig ist.

Als Folge der intensitäts- oder spektral bedingten Umladung der Störstellen wirken für den Fall des "Optical Quenching" die reionisierten Aktivatoren nicht mehr als Haftstellen, sondern als Rekombinationszentren. Für den Fall sehr starker Injektionen sind möglicherweise alle verfügbaren Haftstellen abgesättigt, so daß darüberhinaus injizierte Löcher wieder frei als Rekombinationspartner zur Verfügung stehen. In beiden Fällen geht die Lebensdauer

der Elektronen - und somit auch die Empfindlichkeit - erheblich zurück.

Hinsichtlich ihrer spektralen Empfindlichkeitsverteilung erweisen sich polykristallin aufgedampfte Schichten im Vergleich zu einkristallinen i.a. als wesentlich breitbandiger (520 ... 660 nm) /8/, /22/, /37/. Das übliche Einschmelzen der lichtempfindlichen Schicht in ein evakuiertes Glasgehäuse dient zur Abschirmung gegenüber atmosphärischen Einflüssen. Da die hier untersuchten Proben aber ungekapselt zum Einsatz kommen und eine Adsorption von Sauerstoff daher unvermeidlich ist, muß mit einer Veränderung der absoluten und spektralen Empfindlichkeitsverteilung gerechnet werden /66/, /70/, /89/. Ähnliche Auswirkungen ergeben sich auch durch Alterungsprozesse /37/, die hier wegen der hohen Beleuchtungsstärken vorzeitig in Erscheinung treten.

5.2 Experimentelle Untersuchungen der Kontakte

Wie schon in Kap. 2.2 angedeutet, bilden die auf der Halbleiterschicht vorgesehenen Metallzuführungen (Bild 2.3, Bereich C und Bild 3.4, Leiter 1 und 2) zusammen mit dem Halbleitermaterial einen Metall-Halbleiter-Übergang, der für die hier geforderten Belange möglichst ohmsches Verhalten zeigen und so die von Schottky-Kontakten her bekannten und an anderer Stelle /78/ technisch ausgenutzten Nichtlinearitätseffekte unterbinden sollte.

Die hiermit angesprochene Linearität der Strom-Spannungskennlinie solcher Übergänge ist charakteristisch für die sogenannten "neutralen" Kontakte (gleiche Austrittsarbeit w_A von Metall und Halbleiter), die aber in der Praxis recht selten anzutreffen sind. Üblicher sind "injizierende" Kontakte ($w_{A,HL} > w_{A,M}$), die ebenfalls eine relativ homogene Feldverteilung längs der Halbleiterbahn zwischen den Kontakten ermöglichen. Die Strom-Spannungskennlinie solcher Art kontaktierter Photowiderstände kann näherungsweise durch das Ohmsche Gesetz beschrieben werden - sofern der Strom nicht allzu groß wird (thermische Effekte, s.u.). Beide Arten zählen somit zu den "ohmschen" Kontakten.

Über einen relativ komplexen Vorgang der Trägernachlieferung /41/ können aber auch Sperrkontakte ($w_{A,HL} < w_{A,M}$), die auf aktiviertem Halbleitermaterial aufgebracht sind, zu teilweise sperrenden oder sogenannten "nachliefernden" Kontakten werden. Hierbei muß eine der beiden Ladungsträgerarten

nahezu unbeweglich sein (Einbau von Haftstellen), so daß der Eintrittskontakt für die beweglichen Ladungsträger injizierend wirkt. Diese Art von Kontakten führt bei guten Photohalbleitern wie CdS oder CdSe zu den bekannt hohen "Stromverstärkungsfaktoren" (= Quantenausbeute) von etwa $10^4 \dots 10^6$ und somit auf große Empfindlichkeit bzw. großes Kontrastverhältnis.

Da sich die Kontakteigenschaften allgemein und insbesondere die von teilweise sperrenden Kontakten bei hohen Beleuchtungsintensitäten stark verändern können - prinzipiell bis hin zur Änderung des Kontakttyps -, muß bei einer Leitfähigkeitsbestimmung mittels Gleichstrom-Messungen (Kap. 5.3) darauf geachtet werden, daß der Einfluß der Kontakte von vorneherein (gute ohmsche Kontakte [2], [94]) vernachlässigbar klein bleibt oder gegebenenfalls über ein geeignetes Meßverfahren eliminiert werden kann. Ersteres trifft für die CdS-bedampften Glassubstrate ¹⁾ zu, letzteres für die CdS- bzw. CdSe-bedampften Keramiksubstrate ²⁾, bei denen die aus Leitsilber ³⁾ bestehenden Leiterstrukturen mit einem Pinsel aufgetragen wurden ("Maske" aus Tesafilm geschnitten).

Für die hier durchgeführten Leitfähigkeitsuntersuchungen haben die aufgetragenen Leiterbahnen die in Bild 5.1a angegebene Form, d.h. es handelt sich um relativ breitflächige Leitsilber-Kontakte.

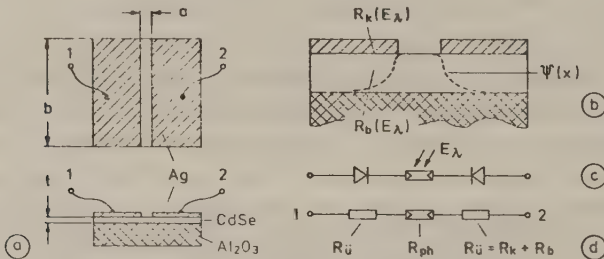


Bild 5.1 Aufbau und Gleichstrom-Ersatzschaltbild der kontaktierten Proben

¹⁾ Institut für Angewandte Physik, Universität Münster

²⁾ Fa. Heimann GmbH, Wiesbaden-Dotzheim

³⁾ Fa. Degussa, Frankfurt/Main

Leitsilber Nr. 204, Flächenwiderstand $0,01 \dots 0,03 \Omega$

Diese einfache Art der Kontaktierung ließ anfangs mehr oder weniger stark sperrende Übergänge erwarten, so daß sich für den kontaktierten Photohalbleiter ein Ersatzschaltbild nach Bild 5.1c (Schottky-Näherung) angeben läßt. Danach ergäbe sich für die gesamte Anordnung zwischen den Anschlüssen 1 und 2 eine in beiden Richtungen sperrstrombegrenzte I-U-Kennlinie.

Entsprechende Messungen /4/ in Anlehnung an /53/ haben gezeigt, daß die Strom-Spannungskennlinien der CdSe-bedampften Keramiksubstrate je nach Beleuchtungsstärke bis zu Strömen von 40 mA (bei $U = 20$ V und $E_\lambda = 500$ klx) nahezu linear verlaufen, was sich auf Grund der breitflächigen Kontaktierung durch relativ hohe Sperrströme erklären läßt. Dabei steigt der Sättigungsstrom mit wachsender Beleuchtungsstärke stark an (Prinzip der Photodiode). Die CdS-bedampften Keramiksubstrate hingegen ließen keinerlei Strombegrenzung durch Kontakte erkennen. Erst bei Erreichen bzw. Überschreiten der zulässigen Verlustleistung - verbunden mit einer starken Erwärmung der Probe - zeigten die I-U-Kennlinien den dafür typischen Sättigungscharakter.

Da es sinnvoll ist, alle Leitfähigkeitsmessungen weit unterhalb der Strombegrenzung durchzuführen, können die Kontakte im Ersatzschaltbild näherungsweise durch ohmsche Widerstände gemäß Bild 5.1d dargestellt werden. Diese Übergangswiderstände R_j lassen sich nach Bild 5.1b phänomenologisch als Serienschaltung aus dem eigentlichen Kontaktwiderstand R_k und aus einem das Gebiet starker Konzentrationsgefälle erfassenden Bahnwiderstand R_b beschreiben. Beide Anteile sind dabei mehr oder weniger stark von der Beleuchtung abhängig.

Die weiter unten beschriebene sogenannte Differenzenmethode ermöglicht neben einer relativ genauen Bestimmung der Photoleitfähigkeit auch eine quantitative Beurteilung solcher Übergangswiderstände. Diese lassen sich unter Verwendung der dort erzielten Meßergebnisse und mit denselben Einschränkungen bezüglich des Amplitudenfaktors $\frac{m}{m-1}$ und des Exponentialfaktors γ aus der Beziehung

$$R_{\bar{U}} = \frac{R_M U_B}{2(m^{\gamma}-1)} \left(\frac{m^{\gamma}}{U_{M2}} - \frac{1}{U_{M1}} \right) - \frac{1}{2} (R_i + R_M) \quad (5.1)$$

berechnen (zur Ableitung dieser Formel siehe Kap. 5.3). In Bild 5.2 sind die so ermittelten Übergangswiderstände in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke aufgetragen, und zwar jeweils bei dem arithmetischen Mittelwert aus E_{λ_1} und $E_{\lambda_2} = m \cdot E_{\lambda_1}$.

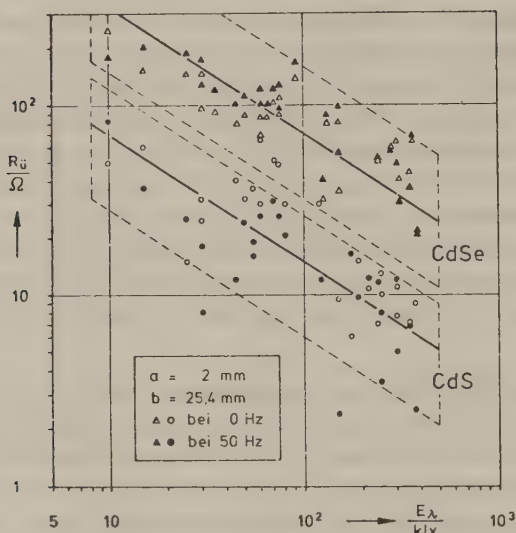


Bild 5.2 Übergangswiderstand $R_{\bar{U}}$ als Funktion der Beleuchtungsstärke E_{λ}

Die diesem Verfahren prinzipiell anhaftenden Mängel, die zum Teil auf eine unzulängliche Bestimmung des Exponentialfaktors γ zurückzuführen sind, treten über Gl. (5.1) besonders deutlich in Erscheinung und haben einen ungewöhnlich weiten Streubereich zur Folge. Da eine der entscheidenden Voraussetzungen für diese Meßmethode - nämlich die Annahme, daß sich $R_{\bar{U}}$ bei einer Intensitätserhöhung von E_{λ_1} auf $m \cdot E_{\lambda_1}$ nicht oder nur geringfügig verändert - nur über kleine Werte von m ($1 < m < 2$) zu realisieren ist, wird die Differenz zwischen den entsprechenden Meß-Spannungen U_{M1} und U_{M2} relativ klein. Die dadurch bedingten Ablesefehler mögen mit einer Erklärung

sein für die große Streuung der Einzelwerte.

Im übrigen bestätigen diese Meßergebnisse die schon bei der Aufnahme der I-U-Kennlinien gewonnene Erkenntnis, daß die Kontaktierung der CdS-bedampften Keramikplättchen wesentlich besser (niederohmiger) ist als die der CdSe-Chips. Darüber hinaus ist das erwartete Absinken des Übergangswiderstandes bei steigender Beleuchtungsstärke deutlich zu erkennen.

Als Fazit dieser Kontaktuntersuchungen kann gesagt werden, daß auf Grund der niedrigen Übergangswiderstände und der hohen erreichten Kontrastverhältnisse - wenn überhaupt - nur minimales Sperrverhalten auftritt. Es liegt sogar die Vermutung nahe, daß die permanent hohen Beleuchtungsstärken zu einer wirksamen Diffusion von Ag-Atomen in die kontaktnahen Halbleitergebiete geführt haben und daß so möglicherweise ein N^+-N -Übergang entstanden ist, der nach /41/ nahezu dieselben elektrischen Eigenschaften besitzt wie ein injizierender Kontakt. Der Potentialwall solcher N^+-N -Übergänge ist zwar prinzipiell vorhanden, aber doch so schmal, daß ihn auch energiearme Elektronen infolge des Tunneleffekts leicht passieren können.

5.3 Experimentelle Bestimmung der Photoleitfähigkeit

Die Photoleitfähigkeit der vorliegenden Proben wurde nach drei verschiedenen Meßverfahren ermittelt, und zwar über eine Widerstandsmessung mittels direkt anzeigendem Ohmmeter, über ein Differenzenverfahren und als drittes nach einer modifizierten Vier-Spitzen-Methode. Gegenüber anderen Meßverfahren haben diese drei den Vorteil, daß sie für den bei so hohen Beleuchtungsstärken zu erwartenden Leitfähigkeitsbereich von $10^{-3} \dots 1 \text{ Scm}^{-1}$ besonders geeignet erscheinen und daß außerdem der dazu notwendige apparative Aufwand in einem angemessenen Verhältnis steht zur letztlich erzielten Genauigkeit der Meßergebnisse.

Üblicherweise rechnet man bei experimentellen Untersuchungen, die im Zusammenhang mit aktivierten Photohalbleiterndurchgeführt werden, ohnehin mit Fehlern von etwa 10 ... 20 %, da nicht zuletzt die Unsicherheitsfaktoren bei der Beleuchtungsstärkemessung relativ groß sind.

Alle Leitfähigkeitsmessungen wurden mit dem "weißen Licht" einer 250 W-Halogen-Projektorlampe (Farbtemperatur $T \approx 3200 \text{ K}$) durchgeführt. Dabei war

der Projektor auf einer optischen Bank beweglich angebracht, so daß durch Variation des Abstandes zwischen Projektor und Meßobjekt die Beleuchtungsstärke praktisch stufenlos eingestellt werden konnte, ohne eine nennenswerte Änderung der spektralen Intensitätsverteilung befürchten zu müssen.

Zur Beleuchtungsstärkemessung diente ein direkt anzeigendes Luxmeter, dessen Senelement in seiner spektralen Empfindlichkeit der des menschlichen Auges - dem spektralen Hellempfindlichkeitsgrad V_λ - angepaßt ist (augenkorrigiertes Senelement). Um eventuell auftretende Photospannungen als mögliche Fehlerquelle ausschließen bzw. erkennen zu können, wurden die Kontakte mit eng aufliegenden Masken aus schwarzem Karton abgedeckt und zusätzliche Messungen mit 50 Hz-Wechselstrom durchgeführt.

Eine meßtechnische Bestimmung der Dunkelleitfähigkeit ist im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt worden, da die hier praktizierten Verfahren dafür weniger geeignet sind und die vorliegenden Herstellerangaben als genügend genau angesehen werden können. Danach erreichen die CdS-bedampften Glassubstrate Werte von $\sigma_d \approx 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Scm}^{-1}$ und beide Keramikssubstrate - sowohl CdS- als auch CdSe-bedampft - Werte von $\sigma_d \leq 10^{-7} \text{ Scm}^{-1}$, mit $\sigma_d(\text{CdSe}) < \sigma_d(\text{CdS})$ und jeweils bei einer Umgebungstemperatur von etwa $T \approx 300 \text{ K}$.

Um Aufschluß über den prinzipiellen Verlauf der Photoleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke zu erhalten, wird der Widerstand der kontaktierten Probe zwischen den Klemmen 1 und 2 (Bild 5.1a) mit Hilfe eines direkt anzeigenden Ohmmeters gemessen und auf Grund der relativ einfachen geometrischen Abmessungen der Halbleiterschicht über die Beziehung

$$\sigma(E_\lambda) = \frac{a}{R_{12}(E_\lambda) A} \quad \text{mit} \quad A = bt \quad (5.2)$$

in eine entsprechende Leitfähigkeit umgerechnet. Da der Kontaktabstand a in allen Fällen sehr viel größer ist als die ambipolare Diffusionslänge L_a , bleibt eine Verfälschung der Meßergebnisse durch Kontakteinflüsse nach den Ausführungen in Kap. 3.5 vernachlässigbar klein (vergleiche Gl. (3.68)). Dagegen geht die Unsicherheit der jeweils einzusetzenden Schichtdicke t in vollem Umfang in diese Beziehung ein, wobei die Schichtdicke nicht nur von einer Probe zur anderen, sondern auch bei ein und derselben Probe vom Rand zur Mitte hin häufig großen Schwankungen (nach Herstellerangaben bis zu 100%) unterliegt.

unterworfen ist. Hier und in allen weiteren Untersuchungen wird eine mittlere Schichtdicke von $t = 1 \mu\text{m}$ für den CdS-Film der Glassubstrate und $t = 5 \mu\text{m}$ für die CdS- bzw. CdSe-Schicht der Keramiksubstrate angenommen.

Bezüglich der absoluten Leitfähigkeitswerte läßt dieses relativ einfache Meßverfahren also keine befriedigenden Meßergebnisse erwarten. Der prinzipielle Verlauf bestätigt jedoch zumindest für die aktivierten Schichten der Keramiksubstrate /4/ die bekannte Abhängigkeit der Photoleitfähigkeit von der Beleuchtungsstärke

$$\sigma_1 / \sigma_2 = (E_{\lambda 1} / E_{\lambda 2})^\gamma, \quad \text{mit} \quad 0,5 \leq \gamma(E_\lambda) \leq 1,2, \quad (5.3)$$

wobei der Exponentialfaktor γ selbst noch von der Beleuchtungsstärke abhängig ist. Ausgehend vom "Low-Injection"-Bereich, wo $1 \leq \gamma \leq 1,2$ gilt, wird γ mit steigender Intensität immer kleiner, bis schließlich für den "Super-High-Injection"-Bereich (ausschließlich bimolekulare Rekombination) der Wert $\gamma = 0,5$ erreicht wird.

Da im Rahmen dieser Arbeit neben der Dunkelleitfähigkeit nur die Werte für hohe Beleuchtungsstärken von Interesse sind, bleibt die Wiedergabe der Meßergebnisse in Bild 5.5 (siehe weiter unten) auf diesen Intensitätsbereich beschränkt.

Aus dieser relativ groben Leitfähigkeitsmessung läßt sich schon erkennen, daß die CdS-bedampften Glassubstrate wegen ihres kleinen Kontrastverhältnisses von K (500 klx) ≈ 56 und der relativ hohen Dunkelleitfähigkeit für Opto-Mikrowellenschaltungen weniger geeignet sind. Alle weiteren Untersuchungen beschränken sich daher auf die CdS- und CdSe-bedampften Keramiksubstrate.

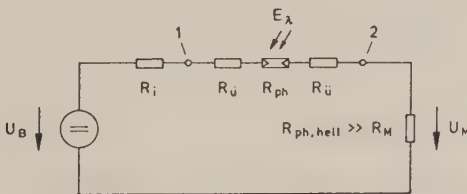


Bild 5.3

Prinzip-Schaltbild zum Differenzenverfahren

Das als nächstes durchgeführte Differenzenverfahren beruht auf der Kenntnis des prinzipiellen Verlaufs von $\sigma(E_\lambda)$ gemäß Gl. (5.3). Das Wesentliche der dazu notwendigen Meß-Schaltung ist in Bild 5.3 wiedergegeben. Dabei wird das Meßobjekt durch die in Kap. 5.2 abgeleitete Ersatzschaltung (Bild 5.1d) beschrieben. Für eine bestimmte Beleuchtungsstärke $E_{\lambda 1}$ fällt am Meßwiderstand R_M eine Spannung von

$$U_{M1} = U_B R_M / (R_{ph} + 2R_{\bar{U}} + R_i + R_M) \quad (5.4)$$

ab. Eine Erhöhung der Intensität um den Faktor m auf den Wert $E_{\lambda 2} = m \cdot E_{\lambda 1}$ läßt die Spannung auf den Wert

$$U_{M2} = U_B R_M / (R_{ph} m^{-\gamma} + 2R_{\bar{U}} + R_i + R_M) \quad (5.5)$$

ansteigen, sofern vorausgesetzt werden kann, daß die Übergangswiderstände $R_{\bar{U}}$ und der Exponentialfaktor γ für beide Beleuchtungsstärken unverändert bleiben, also für

$$R_{\bar{U}}(E_{\lambda 1}) = R_{\bar{U}}(mE_{\lambda 1}) \quad \text{und} \quad (5.6)$$

$$\gamma(E_{\lambda 1}) = \gamma(mE_{\lambda 1}) \quad \text{mit } m > 1. \quad (5.7)$$

Außerdem muß die Bedingung $R_{ph} (500 \text{ klx}) \gg R_{\bar{U}}$ erfüllt sein, was durch genügend weite Kontaktabstände in jedem Falle erreicht werden kann.

Durch Elimination von $R_{\bar{U}}$ *) ergibt sich dann aus Gl. (5.5) und Gl. (5.6) der Widerstand der beleuchteten Halbleiterschicht zu

$$R_{ph}(E_{\lambda 1}) = \frac{R_M U_B}{U_{M1} U_{M2}} \cdot \frac{m^\gamma}{(m^\gamma - 1)} (U_{M2} - U_{M1}) \quad \text{bzw.} \quad (5.8)$$

$$R_{ph}(E_{\lambda 2}) = m^{-\gamma} R_{ph}(E_{\lambda 1}) \quad (5.9)$$

Da einerseits Gl. (5.6) und Gl. (5.7) sicherlich nur für differentiell kleine Änderungen der Intensität exakt zu erfüllen sind, andererseits dann aber die Meßspannungsdifferenz gegen Null geht, muß meßtechnisch ein Kom-

*) Durch Eliminieren von R_{ph} erhält man andererseits die in Kap. 5.2 angegebene Beziehung (5.1) zur Berechnung der Übergangswiderstände.

promi gefunden werden, der bei etwa $1 < m < 2$ liegt und somit die grundsätzlichen Mängel dieses Verfahrens erkennen läßt.

Unabhängig davon führt die grafische Ermittlung des jeweiligen γ -Wertes aus den Kurven der zuvor behandelten Meßmethode zu relativ großen Fehlern, da γ im Exponenten auftritt. Für Beleuchtungsstärken von $E_\lambda \gtrsim 100 \text{ klx}$ werden solche Ablesefehler aber vernachlässigbar klein, da in diesem Intensitätsbereich der Exponentialfaktor seinen konstanten Minimalwert von $\gamma = 0,5$ erreicht. Die aus Gl. (5.8) bzw. Gl. (5.9) ermittelten Photowiderstände werden wiederum über Gl. (5.2) in entsprechende Leitfähigkeitswerte umgerechnet, die ihrerseits nach erfolgter Mittelwertbildung /4/ in Bild 5.5 (siehe weiter unten) eingetragen sind. Die zuvor genannte Unsicherheit in der Schichtdickenangabe bzw. die schwer zu erfassenden Schichtdicke-Schwankungen erhöhen somit auch hier die Ungenauigkeit der Meßergebnisse.

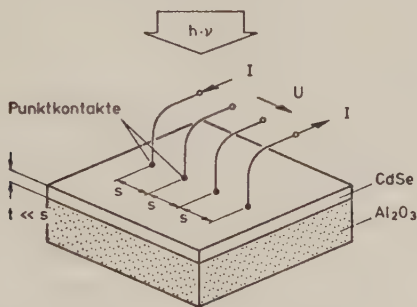


Bild 5.4 Zur modifizierten Vier-Spitzen-Methode

Zur Kontrolle der bisherigen Ergebnisse wurde die Leitfähigkeitsbestimmung noch nach einem dritten Meßverfahren durchgeführt. Als Modifizierung der Vier-Spitzen-Methode /35/, /36/, /60/, /80/ ist eine Halbleiterprobe nach Bild 5.4 hergestellt worden, die in der angegebenen Weise "punktförmig" Leitsilber-kontaktiert ist. Für eine solche Anordnung, bei der die vier Kontaktpunkte mit qui-distantem Abstand s in einer Reihe liegen und $s \gg t$ erfüllt ist, ergibt sich die mittlere Leitfähigkeit der Halbleiterschicht zu

$$\bar{\sigma} = \frac{\ln 2}{\pi \cdot t} \cdot \frac{I}{U} \quad \text{mit } I = \text{const. und } U = U(E_\lambda) . \quad (5.10)$$

Die hieraus errechneten Leitfähigkeitswerte sind ebenfalls in Bild 5.5 eingetragen.

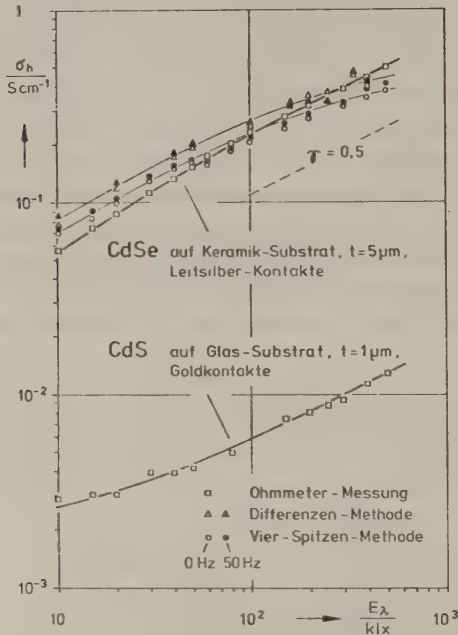


Bild 5.5 Photoleitfähigkeit σ_h als Funktion der Beleuchtungsstärke E_λ

Üblicherweise wendet man die Vier-Spitzen-Methode nur zur Bestimmung der Leitfähigkeit von unbeleuchteten Halbleiterschichten an, bei denen eine relativ homogene Leitfähigkeitsverteilung vorausgesetzt werden kann. In der hier stark abgewandelten Form dieser Meßmethode werden einerseits die Spitzenkontakte durch mehr oder weniger flächenhafte Leitsilberkontakte ersetzt, andererseits bewirken diese Kontaktflächen trotz gleichförmiger Lichteinstrahlung eine mäanderförmige Hell-Dunkel-Anregung und somit eine inhomogene Leitfähigkeitsverteilung, die durch möglicherweise auftretende Photospannungen zusätzlich beeinflusst wird. Neben der auch hier wieder zu berücksichtigenden Unsicherheit in der Schichtdickenangabeführt diese Selbstabschattung der Kontakte zu systembedingten Fehlern, die sehr schwer abzuschätzen sind.

Zusammenfassend kann man sagen, daß alle Meßkurven hinsichtlich Verlauf und Größenordnung trotz der Verschiedenheit der Meßmethoden gut übereinstimmen, wegen der Unsicherheit in der Schichtdickenangabe aber keine Gewähr für die Richtigkeit der absoluten Leitfähigkeitswerte bieten. Dieser Umstand hat jedoch auf die meßtechnischen Untersuchungen in Kap. 6 und Kap. 7 keinerlei Einfluß, da in den dort angegebenen Beziehungen letztlich wieder der Photowiderstand bzw. der Photoleitwert als eigentlicher Meßwert und nicht die Leitfähigkeit die entscheidende Größe darstellt.

Entsprechende Untersuchungen der CdS-Schichten haben gezeigt, daß die Photoleitfähigkeit der vorliegenden CdS- und CdSe-Proben bei hohen Beleuchtungsstärken von $E_\lambda \gtrsim 10 \text{ klx}$ praktisch gleich groß ist.

5.4 Experimentelle Bestimmung der effektiven Lebensdauer

Wie die vorangegangenen Kapitel gezeigt haben, ist die Lebensdauer der durch Lichteinstrahlung freigesetzten Ladungsträger sowohl für die Empfindlichkeit eines Photohalbleiters als auch für seine Ansprechgeschwindigkeit bzw. für die obere Frequenzgrenze bei Wechsellichtanregung (Modulatoren) von entscheidender Bedeutung. Da sich entsprechende Herstellerangaben im allgemeinen nur auf schwache bis mittlere Strahlungsintensitäten beziehen, schien es unumgänglich, die Trägerlebensdauer unter Einwirkung extrem hoher Beleuchtungsstärken ($E_\lambda > 100 \text{ klx}$) - wenigstens von der Größenordnung her - in eigenen Versuchen zu ermitteln.

Der Begriff der Lebensdauer ist jedoch für aktivierte Photohalbleiter nicht mehr so eindeutig zu definieren wie für Halbleitermaterialien ohne Haftstellen, da die Rekombinationsvorgänge hierbei über mehrere Arten von Störzentren ablaufen und jedem Störterm eine eigene Zeitkonstante zugeordnet werden kann. *) In einem solchen Fall hat der Begriff der Lebensdauer nur dann noch einen Sinn, wenn eine dieser Zeitkonstanten dominiert (vergl. Gl. (3.12)).

Neben diesen Rekombinationsmechanismen mit stationären Lebensdauern kann man bei schwacher Anregung (low injection) häufig einen exponentiellen Abfall der Störung beobachten. Diesem Abklingen der Photoleitfähigkeit wird

*) In diesem Zusammenhang spricht V.K. Schutz /84/ angesichts der vielfältigen Definitionen in der Literatur von einem "... philosophyzing about the apparent mysteries of excess carrier lifetimes".

ebenfalls eine Zeitkonstante zugeordnet, die aber nur in den seltensten Fällen mit der stationären Lebensdauer übereinstimmt /41/, /88/.

In den hier vorliegenden Halbleiterschichten werden bei nicht zu starker Anregung alle freigesetzten Löcher eingefangen, d.h. der Photostrom wird allein von den Elektronen getragen. Das Abklingen der Photoleitfähigkeit erfolgt dann nicht mehr mit der üblicherweise so bezeichneten Lebensdauer der Elektron-Loch-Paare, sondern mit einer Zeitkonstante, die den Doppelprozeß "Befreiung eines Loches aus einer Haftstelle durch thermische Anregung mit anschließender Rekombination" beschreibt /58/. Außerdem bewirken diese Haftstellen, daß die stationäre Lebensdauer der Löcher ($\tau_p \approx 10^{-9}$ s) wesentlich kleiner ist als die der Elektronen ($\tau_n \approx 10^{-3}$ s).

Nach dem Abschalten einer extrem hohen Beleuchtungsstärke klingt die Photoleitfähigkeit anfangs mit einer Zeitkonstante ab, die größenordnungsmäßig mit der Lebensdauer der Elektron-Loch-Paare bei abgesättigter Haftstellenkonzentration übereinstimmt (vergl. Kap. 5.1). Vor Erreichen des thermodynamischen Gleichgewichts geht die Photoleitfähigkeit dann schließlich in den sogenannten "Dunkelschwanz" über /41/, d.h. sie fällt - wesentlich langsamer - nach einer Exponentialfunktion ab, deren Zeitkonstante zwar in der Größenordnung der stationären Lebensdauer der Majoritätsträger liegt, prinzipiell aber nicht mit dieser identisch ist (Kap. 3.4).

Alle zuvor genannten Zeitkonstanten sind sogenannte Volumenwerte, d.h. sie beziehen sich auf massives und homogenes Halbleitermaterial. Wie aber schon an anderer Stelle gezeigt (Kap. 4.1 und 5.1), führen Korngrenzen- und Oberflächenrekombination zu einer effektiven Lebensdauer, die insbesondere bei dünnen und/oder inhomogenen Schichten eine charakteristische Größe darstellt. Ziel der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen /4/ ist die Bestimmung eben dieser effektiven Lebensdauer in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke.

Das erste Meßverfahren nutzt den Amplitudenrückgang der Photoleitfähigkeit bei sinusförmig und amplitudenkonstant modulierter Lichteinstrahlung und steigender Modulationsfrequenz aus:

Eine Lichtgenerationsrate

$$g = g_0 \operatorname{Re} \{ 1 + m \exp j\omega t \} \quad (5.11)$$

führt über Gl. (3.6) bzw. Gl. (3.7) und Gl. (3.1) bzw. Gl. (3.2) zu einer Photoleitfähigkeit von

$$\Delta d \sim g_0 \tau \operatorname{Re} \left\{ 1 + \frac{m}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \exp(j(\omega t - \arctan \omega \tau)) \right\} , \quad (5.12)$$

mit $m \ll 1$ zur Sicherstellung der "Low-Injection"-Bedingung, die hier allerdings relativ zur Vorlichtinjektion zu verstehen ist. In dieser Beziehung ist τ vom Ansatz her eine stationäre Lebensdauer, ω die Modulations-(kreis)frequenz und m als Modulationsgrad ein Maß für die Stärke der Wechsellichtamplitude bezogen auf die Intensität eines konstanten Vorlichtes.

Wie man aus Gl. (5.12) erkennt, ist der Wechselanteil der Photoleitfähigkeit auf den $1/\sqrt{2}$ -fachen Betrag seines Ausgangswertes ($\omega \rightarrow 0$) abgefallen, wenn die Modulationsfrequenz den Wert

$$\omega_g = 1/\tau \quad (5.13)$$

erreicht hat. Das Abfallen eines entsprechend leitfähigkeitsproportionalen Modulationssignals (hier die Wechselspannung an R_{ph} , Bild 5.6a) kann z.B. mit Hilfe eines Oszillographen beobachtet werden. Bei Erreichen der 3dB-Grenze wird die eingestellte Modulationsfrequenz abgelesen und die gesuchte Lebensdauer über Gl. (5.13) ermittelt. Wegen der endlichen Oberflächenrekombination der untersuchten Halbleiterproben ergibt sich diese meßtechnisch bestimmte Lebensdauer als effektive Lebensdauer τ_{eff} .

In Bild 5.6a ist eine für dieses Meßverfahren geeignete Versuchsanordnung wiedergegeben. Das weiße Vorlicht $E_{\lambda p}$ einer 250 W-Halogen-Projektorlampe und das rote Modulationslicht $E_{\lambda D}$ einer Lumineszenzdiode (LED) bilden zusammen die gemäß Gl. (5.11) geforderte optische Anregung, deren zeitlicher Verlauf in Bild 5.6b dargestellt ist. Änderungen in der Vorlichtintensität werden wiederum durch Verschieben des Projektors vorgenommen, Änderungen der Wechsellichtamplitude zum Teil durch Verschieben der LED, zum Teil durch Änderungen des Diodenstromes. Mit Hilfe des Zweistrahl-Oszillographen ist sowohl eine Beobachtung des Modulationssignals als auch eine Kontrolle des Diodenstroms (Verzerrungen, Amplitudenkonstanz) möglich. Außerdem wird vorausgesetzt, daß die Schaltzeiten τ_r und τ_f der Leuchtdiode und die Zeitkonstante τ_M der Anzeigeeinrichtung wesentlich kleiner sind als die zu messende Lebensdauer.

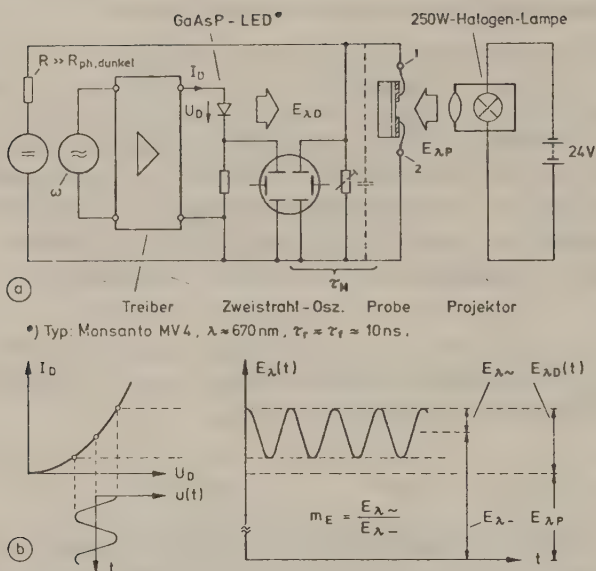


Bild 5.6 Zur Messung der effektiven Trägerlebensdauer $\tau_{n \text{ eff}}$ nach der "3dB-Methode"

Die erzielten Meßergebnisse sind in Bild 5.7 festgehalten. Erwartungsgemäß erfolgt ein Absinken der Majoritätsträger-Lebensdauer $\tau_{n \text{ eff}}$ mit steigender Vorlichtintensität, und zwar für CdSe und CdS in gleichem Maße. Absolut gesehen liegen die Werte für CdSe etwas tiefer als die für CdS. Hinsichtlich der möglichen Fehlerquellen ist dieses Meßverfahren relativ problemlos, solange die "Low-Injection"-Bedingung

$$\Delta \sigma(E_{\lambda \sim}) \ll \Delta \sigma(E_{\lambda =}) \quad (5.14)$$

erfüllt ist - was sich im allgemeinen mit $E_{\lambda \sim} \ll E_{\lambda =}$ bzw. mit $m_E \ll 1$ erreichen läßt.

Mit den hier zur Verfügung stehenden Lichtquellen war es jedoch speziell für CdSe kaum möglich, auch im unteren Beleuchtungsstärkebereich ab

$E_{\lambda p} < 0,5 \text{ klx}$ die Bedingung (5.14) sicher einzuhalten, da die mittlere Lichtintensität der GaAsP-LED im rottempfindlichen CdSe u.U. eine stärkere Anregung hervorrufen kann als das "weiße" Vorlicht. Auf Grund des endlichen Auflösungsvermögens der Anzeigeeinrichtung ist ein weiteres Zurücknehmen der LED-Intensität an eine untere Grenze gebunden, bei der die steigenden Rauschanteile hinsichtlich der Ablesegenauigkeit gerade noch toleriert werden können. Im Bereich hoher Beleuchtungsstärken von $E_{\lambda p} > 200 \text{ klx}$ war dagegen die Anregung der LED für CdS zu gering, um eine rauschfreie Messung durchführen zu können.

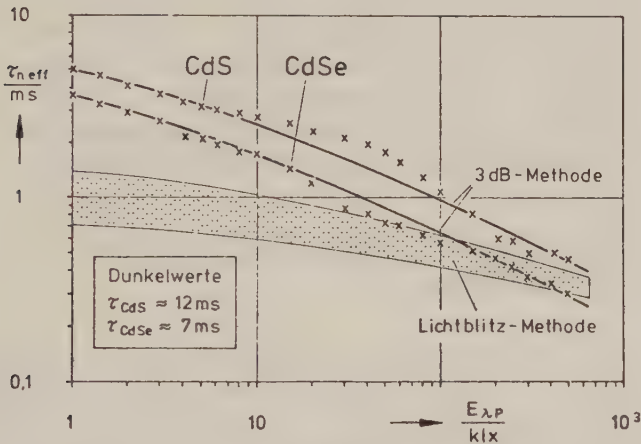


Bild 5.7 Effektive Lebensdauer $\tau_{n\text{eff}}$ als Funktion der Beleuchtungsstärke $E_{\lambda p}$

Bei zusätzlichen Messungen mit einem Argon-Laser (514,5 nm) als Vorlichtquelle blieb die effektive Lebensdauer τ_{eff} über dem gesamten Leistungsbereich (bis max. 600 mW) unverändert. Die wegen einer notwendigen Strahlaufweitung nur relativ geringen Leistungsdichten und der weit höhere Wirkungsgrad der LED bezüglich der Haftstellenumladungen mögen diesen Sachverhalt erklären.

Zur Kontrolle dieser Meßergebnisse wurden die Lebensdaueruntersuchungen noch nach einem zweiten Meßverfahren durchgeführt. Bei dieser sogenannten Lichtblitzmethode nach D.T. STEVENSON und R.J. KEYES /90/ ergibt sich die gesuchte Lebensdauer aus dem Abklingvorgang einer pulsförmig angeregten Photoleitfähigkeit. Dieses Verfahren gilt streng genommen nur für schwache Injektionen, kann aber bei geeigneter Modifizierung auch zur Messung von "High-Injection"-Lebensdauern (wenigstens größenordnungsmäßig) herangezogen werden.

Vom Prinzip her ist diese Lichtblitzmethode wesentlich problematischer als das erste Meßverfahren, da der zeitliche Verlauf des abklingenden Meßsignals nicht nur von der Rückflanke des Lichtimpulses und dem Material selbst (Dotierung) abhängt, sondern auch von der jeweiligen Injektionsstärke (Haftstellen, Nichtlinearität zwischen $\Delta\sigma$ und E_λ), von den Kontakten /41/, von den geometrischen Abmessungen der Probe, von der Oberflächenbeschaffenheit, von der anliegenden Feldstärke, von der Zeitkonstante τ_M der Anzeigeeinrichtung und von der prinzipiellen Schaltung der Meßanordnung selbst.

Nach /90/ klingt die in eine trapfreie Halbleiterprobe injizierte Trägerkonzentration gemäß der Beziehung

$$\Delta n(t) \sim \exp\left(-\frac{1}{\tau_n} - \nu_{ijk} - \frac{q\mu_n}{4kT} E^2\right)t \quad (5.15)$$

exponentiell ab. Die entsprechende reziproke Zeitkonstante setzt sich additiv aus drei Termen zusammen: aus einem Volumen-Term (bulk term), der mit der reziproken stationären Lebensdauer übereinstimmt, aus einem Oberflächenterm ν_{ijk} , der die Geometrie der Probe und die Oberflächen-güte erfaßt, und aus einem Feldterm, der die Verwehungseffekte auf Grund eines äußeren elektrischen Feldes berücksichtigt. Für Lebensdauermessungen genügt die Betrachtung des Fundamentalterms mit $i = j = k = 1$, da Terme höherer Ordnung weit geringere Amplituden haben und wesentlich schneller abklingen. Bei geeigneter Meßanordnung /4/ kann der Feldterm, der bei einer Schaltung nach Bild 5.8b besonders stark in Erscheinung tritt, vernachlässigt werden, so daß sich eine Abkling-Zeitkonstante von $1/(\tau_n^{-1} + \nu_{111})$ ergibt, die mit der gesuchten effektiven Lebensdauer näherungsweise übereinstimmt /55/.

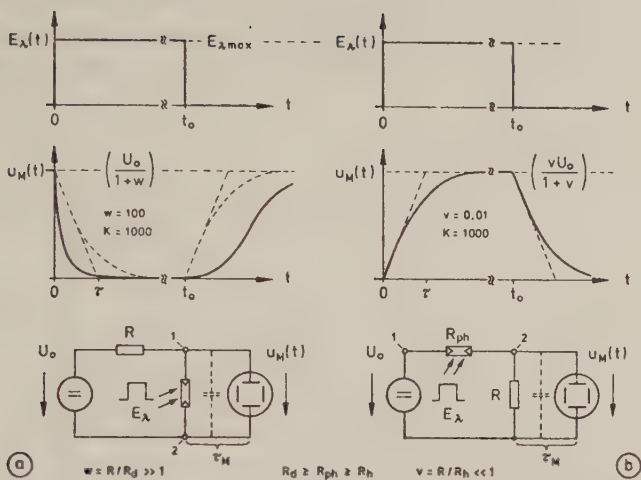


Bild 5.8 Zur Lebensdauer-Messung nach der Lichtblitz-Methode bei konst. Strom (a) bzw. Spannung (b)

Zwischen Anregung und Photoleitfähigkeit besteht näherungsweise eine Verzögerung 1. Ordnung. Unter Vernachlässigung des bereichsweise nicht-linearen Kennlinienverlaufs von $\Delta\sigma(E_\lambda)$ hat der Leitwert des Photowiderstandes R_{ph} in Bild 5.8 bei ideal rechteckförmiger Lichtanregung folgende Zeitabhängigkeit:

$$\text{EIN: } G_{ph}(t) = G_d + (G_h - G_d)(1 - e^{-t/\tau}) \quad \text{für } 0 \leq t \ll t_0 \quad (5.16)$$

$$\text{AUS: } G_{ph}(t) = G_d + (G_h - G_d)e^{-(t-t_0)/\tau} \quad \text{für } t \geq t_0 \quad (5.17)$$

Mit $K = G_h/G_d = R_d/R_h$, $w = R/R_d$, $v = R/R_h = wK$ und $\tau_M \ll \tau$ ergibt sich für den zeitlichen Verlauf der Meßspannung $u_M(t)$ bei konstantem Strom (Bild 5.8a):

$$\text{EIN: } u_M(t) = U_0 [1 + wK - w(K-1)e^{-t/\tau}]^{-1} \quad \text{für } 0 \leq t \ll t_0 \quad (5.18)$$

$$\text{AUS: } u_M(t) = U_0 [1 + w + w(K-1)e^{-(t-t_0)/\tau}]^{-1} \quad \text{für } t \geq t_0 \quad (5.19)$$

und bei konstanter Spannung (Bild 5.8b)

$$\text{EIN: } u_M(t) = vU_0 \{K + (1-K)e^{-t/\tau}\} \{K + v[K + (1-K)e^{-t/\tau}]\}^{-1} \quad (5.20)$$

für $0 \leq t \ll t_0$

$$\text{AUS: } u_M(t) = vU_0 \{1 + (K-1)e^{-(t-t_0)/\tau}\} \{K + v[1 + (K-1)e^{-(t-t_0)/\tau}]\}^{-1} \quad (5.21)$$

für $t \geq t_0$

Eine numerische Auswertung dieser Gleichungen zeigt, daß sich bei einer Schaltung mit Konstantstromquelle ($w \gg 1$) nur für schwache Injektionen ($K = 1 + k$ und $k \ll 1$) exponentiell an- und abklingende Meßspannungen der Größe

$$\text{EIN: } u_M(t) \approx \frac{U_0}{w} + k \frac{U_0}{w} \exp(-t/\tau) \quad \text{für } 0 \leq t \ll t_0 \quad (5.22)$$

$$\text{AUS: } u_M(t) \approx \frac{U_0}{w} + k \frac{U_0}{w} [1 - \exp(-\frac{t-t_0}{\tau})] \quad \text{für } t \geq t_0 \quad (5.23)$$

einstellen, deren Zeitkonstante mit der gesuchten Lebensdauer übereinstimmt. Bei starker Anregung ($K \gg 1$) ergeben sich dagegen wegen $u_M(t) \sim 1/\sigma(t)$ völlig andere Kurvenverläufe (Bild 5.8a).

Diese Nachteile können bei einer Schaltung nach Bild 5.8b mit $v \ll 1$ wegen $u_M(t) \sim \sigma(t)$ prinzipiell nicht auftreten. Unabhängig vom Kontrastverhältnis werden hier sogar schon ab $v \leq 0,1$ exponentielle Spannungsverläufe gemessen, deren Zeitkonstante praktisch gleich der Lebensdauer ist. Zur Messung von "High-Injection"-Lebensdauer eignet sich demnach nur eine solche Schaltung mit Konstantspannungsquelle; siehe z.B. /63, S. 382/.

Die zur Messung benötigten Lichtimpulse werden mit Hilfe einer rotierenden Lochblende erzeugt /4/, /75/, die zwischen Lichtquelle und Halbleiterprobe derart angeordnet ist, daß sich die Blendenöffnung parallel zu

den Kontakten bewegt (Bild 5.9a). In einem solchen Fall hat die auf die Probe einwirkende Anregung, bezogen auf den gesamten Photoleitwert zwischen den Klemmen 1 und 2, einen trapezförmigen Verlauf, d.h. die Rückflanke - und nur diese ist hier von Interesse - fällt linear über der Zeit ab (Bild 5.9b).

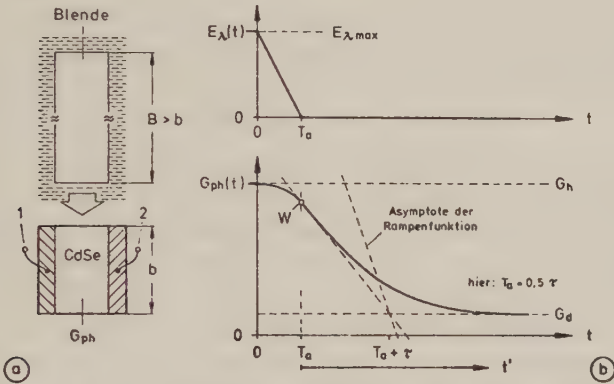


Bild 5.9 Zur Lebensdauer-Messung bei trapezförmiger Lichtanregung des Photohalbleiters

Mit Hilfe der Laplace-Transformation läßt sich daraus ein gegenüber Gl. (5.17) stark veränderter zeitlicher Verlauf des Photoleitwertes berechnen, und zwar:

$$G_{ph}(t) = G_d + (G_h - G_d) \left[1 - \frac{1}{T_a} (t - T_a) - \frac{\tau}{T_a} \exp(-t/\tau) \right] \quad \text{für } 0 \leq t \leq T_a, \quad (5.24)$$

$$G_{ph}(t) = G_d + (G_h - G_d) \frac{\tau}{T_a} [\exp(T_a/\tau) - 1] \exp(-t/\tau) \quad \text{für } t \geq T_a. \quad (5.25)$$

Wie aus Bild 5.9b zu erkennen ist, ergibt sich mit der Zeittransformation $t' = t - T_a$ für $t' \geq 0$ wieder ein rein exponentiell abklingender Zeitvorgang, dessen Zeitkonstante τ näherungsweise der "High-Injection"-Lebensdauer entspricht (Tangente im Wendepunkt). Für $T_a \ll \tau$ stellen sich wieder Verhältnisse wie bei rechteckförmiger Lichtanregung ein.

Die so ermittelten Lebensdauerwerte stimmen mit den erstgenannten Werten nach der "3dB-Methode" relativ gut überein (Bild 5.7). Lediglich im unteren Intensitätsbereich sind Abweichungen bis zum Faktor 3 festzustellen. Ein Grund für diese Abweichungen ist wohl darin zu sehen, daß sich beide Meßverfahren vom Prinzip her zu sehr unterscheiden.

6. Hochfrequenztechnische Untersuchungen CdS- bzw. CdSe-bedampfter Keramik-Substrate

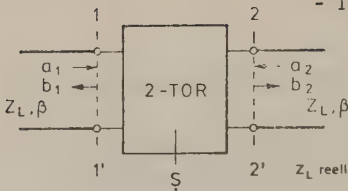
6.1 Wellendämpfung und optimale Leiterbreite einer Microstrip-Leitung mit Leitsilber-Metallisierung

Nachdem die elektrischen Eigenschaften der verwendeten Halbleiterschichten, soweit sie aus hochfrequenztechnischer Sicht von Interesse sind, als hinreichend bekannt vorausgesetzt werden können, folgt als nächster Schritt die meßtechnische Untersuchung einfacher lichtinduzierter Streifenleiterstrukturen. Dieser Abschnitt schließt somit direkt an die theoretischen Untersuchungen von Kap. 2 an.

Bei der hier ermittelten maximalen Leitfähigkeit $\sigma_{h \max}$ von etwa $0,5 \text{ Scm}^{-1}$ erreichen lichtinduzierte Streifenleitungen der Länge $L \gtrsim \lambda_m$ unter Verwendung des vorliegenden Halbleitermaterials eine hohe Wellendämpfung. Bei stark reduzierter Leitungslänge von $L \ll \lambda_m$ geht die Dämpfung jedoch auf ein erträgliches Maß zurück, so daß die elektrischen Eigenschaften derart kleiner beleuchteter Halbleiterbereiche für hochfrequenztechnische Zwecke sinnvoll ausgenutzt werden können. Die nachfolgenden Ausführungen versuchen eine Antwort zu geben auf die Frage, ob und inwieweit solche quasikonzentrierten Bauelemente als lichtgesteuerte integrierte Mikrowellen-Schalter bzw. -Modulatoren geeignet sind.

Wie aus Bild 2.3 zu erkennen ist, erfolgt die Ankopplung der äußeren Mikrowellenschaltung an diese lichtempfindliche Halbleiterzone über metallische Streifenleiter, die nachträglich auf die Halbleiterschicht aufgebracht werden. Dazu werden entsprechende Streifenleiterstrukturen (z.B. nach Bild 3.4 oder Bild 7.1a-d) im Maßstab 1:1 aus einem Tesafilmstreifen herausgeschnitten, die so entstandene "Maske" auf das Keramikplättchen aufgeklebt, das Leitsilber mit Hilfe eines Pinsels aufgetragen und die "Maske" nach kurzer Trockenzeit wieder abgezogen.

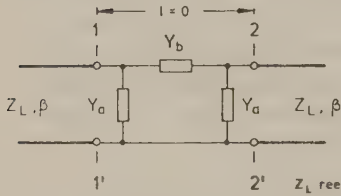
Die auf diese Weise hergestellten Leiterstrukturen besitzen eine relativ raue Oberfläche, deren Feinstruktur im wesentlichen von der Leitsilberkörnung, zum Teil aber auch von der Geschicklichkeit beim Aufpinseln bestimmt wird. Außerdem treten an den Rändern mehr oder weniger stark ausgeprägte Leitsilberwülste auf (Bild 6.2b), die die Leiterverluste und somit die Dämpfung dieser Leitungen zusätzlich erhöhen.



$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

mit der Streumatrix $\vec{S} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix}$

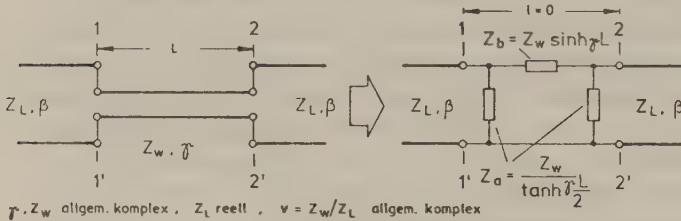
- (a) Beschreibung eines allgemeinen 2-Tors durch Wellengrößen a und b und Streukoeffizienten s



$$s_{11} = s_{22} = \frac{1 - 2y_a y_b - y_a^2}{1 + 2y_a + 2y_b + 2y_a y_b + y_a^2}$$

$$s_{12} = s_{21} = \frac{2y_b}{1 + 2y_a + 2y_b + 2y_a y_b + y_a^2}$$

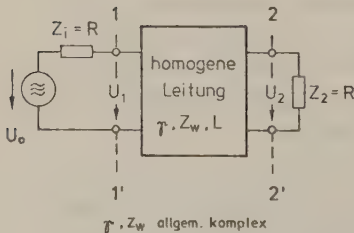
- (b) Streuparameter einer π -Schaltung aus konzentrierten Bauelementen



$\gamma \cdot Z_w$ allgem. komplex, Z_L reell, $v = Z_w/Z_L$ allgem. komplex

$$s_{11} = s_{22} = \frac{\left[v - \frac{1}{v}\right] \sinh \gamma L}{\left[v + \frac{1}{v}\right] \sinh \gamma L + 2 \cosh \gamma L}; \quad s_{12} = s_{21} = \frac{2}{\left[v + \frac{1}{v}\right] \sinh \gamma L + 2 \cosh \gamma L}$$

- (c) π -Ersatzschaltung und s -Parameter der homogenen, verlustbehafteten Leitung



Eigendämpfung = Wellendämpfung + Reflexionsdämpfung.

$$\begin{aligned} \frac{a_{21}}{N_p} &= \alpha L + \operatorname{Re} \left\{ \ln \left(\frac{R + Z_w}{4 R Z_w} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{R - Z_w}{R + Z_w} \right)^2 e^{-2\gamma L} \right] \right\} \\ &= \ln \left| \frac{U_o}{2 U_2} \right| = \ln \left| \frac{1}{s_{21}} \right| \end{aligned}$$

$\gamma \cdot Z_w$ allgem. komplex

bei Anpassung $Z_w = R$ wird $\frac{a_{21}}{N_p} = \alpha L$

- (d) Eigendämpfung a_{21} der homogenen, verlustbehafteten Leitung

Bild 6.1

Zusammenstellung einiger theoretischer Grundlagen

Da zur Dimensionierung einer solchen Microstrip-Leitung (Zwei-Schichten-Substrat) mit den hier vorliegenden Materialkombinationen bisher noch keine Unterlagen zur Verfügung stehen (vergleiche Kap. 2.3), erfolgt die Bestimmung der optimalen Leiterbreite w_0 , bei der der Wellenwiderstand Z_w der untersuchten verlustbehafteten Leitung näherungsweise gleich dem Wellenwiderstand Z_L der Anschlußleitungen (hier z.B. $Z_L = 50 \Omega$) ist, empirisch auf meßtechnischer Basis.

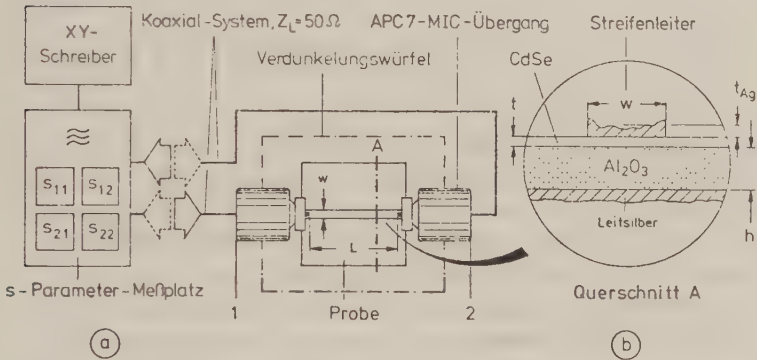


Bild 6.2 Zur Messung der Eigendämpfung a_{21}

Dazu wird eine "Leitsilber-Microstrip-Leitung" mit zunächst frei wählbarer Leiterbreite w nach Bild 6.2 hergestellt, d.h. ein $1'' \times 1''$ -Keramikplättchen mit einer schmalen Leitsilberbahn auf der CdSe-bedampften Oberseite und einer ganzflächigen Leitsilber-Metallisierung auf der Unterseite. Die Eigendämpfung a_{21} *) einer solchen vollständig abgedunkelten Leitung kann - unter Verwendung geeigneter Übergänge - z.B. mit Hilfe eines Streuparameter-Meßplatzes (Bild 6.2a) ermittelt werden. Dabei seien die Übergänge zunächst einmal als ideal, d.h. als verlust- und reflexionsfrei angenommen.

*) Die Eigendämpfung a_{21} eines Zweitores ist definiert $/10/$ als Betriebsdämpfung a_g für den speziellen Fall, daß der Innenwiderstand der an Tor 1 angeschlossenen Quelle mit dem an Tor 2 angeschlossenen Lastwiderstand übereinstimmt, d.h. nach Bild 6.1d gilt $a_{21} = a_g(Z_1 = Z_2)$.

Nach den Grundlagen der Schaltungslehre (Bild 6.1) besteht zwischen der Eigendämpfung a_{21} , den Leitungsparametern Z_W , α , β und L und dem Transmissionskoeffizienten s_{21} bei einer schwach verlustbehafteten Leitung (Z_W näherungsweise reell) folgender Zusammenhang:

(6.1)

$$\frac{a_{21}}{\text{dB}} = 10 \log \left| \frac{1}{s_{21}} \right|^2 =$$

$$8,686 \alpha L + 10 \log \left[\frac{1}{16} (1+v)^2 \left(1 + \frac{1}{v}\right)^2 + \frac{1}{16} (1-v)^2 \left(1 - \frac{1}{v}\right)^2 e^{-4\alpha L} - \frac{1}{8} (1-v)^2 \left(1 + \frac{1}{v}\right)^2 e^{-2\alpha L} \cos 2\beta L \right],$$

$$\text{mit } v = \frac{Z_W}{Z_L}.$$

Für $Z_W \neq Z_L$ addiert sich also eine durch Fehlanpassung verursachte Reflexionsdämpfung zur eigentlichen Wellendämpfung αL , wobei der Term $\cos 2\beta L$ zusätzlich zur allgemeinen Frequenzabhängigkeit $\alpha = \alpha(f)$ eine periodische Schwankung der Eigendämpfung über der Frequenz hervorruft. Diese Schwankungen treten aber dann erst merklich in Erscheinung, wenn Z_W und Z_L erheblich voneinander abweichen und die Wellendämpfung wesentlich kleiner ist als die Schwankungsbreite der Reflexionsdämpfung.

Eine sukzessive Änderung des Wellenwiderstandes Z_W bzw. der Leiterbreite w führt schließlich - bei näherungsweise unveränderter Schichtdicke t_{Ag} des Leitsilberstreifens - auf eine Leitung mit der gesuchten optimalen Streifenbreite w_0 , bei der die Eigendämpfung ein Minimum erreicht.

Daraus ergibt sich für den Wellenwiderstand einer solchen Leitung ein Wert von etwa $0,96 Z_L \leq Z_W \leq 1,04 Z_L$.

Eine genauere Bestimmung der optimalen Leiterbreite w_0 ($Z_W = Z_L$) ist wegen des begrenzten Auflösungsvermögens dieses Meßverfahrens nicht möglich. Außerdem wären die dazu notwendigen Feinstabstufungen der jeweiligen Leiterbreiten mit der hier praktizierten Maskentechnik ohnehin nicht zu realisieren.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Bild 6.3 wiedergegeben. Für die unbedampften Keramikproben (Typ A) liegt die optimale Leiterbreite bei $w_0 \approx 0,7$ mm, für die CdS-bedampften Proben (Typ B) ebenfalls bei 0,7 mm und für die CdSe-bedampften Proben (Typ C) bei 0,6 mm. Diese Werte sind in einer Meßreihe von jeweils fünf Proben ohne nennenswerte Abweichungen bestätigt worden. Alle Kurven geben den prinzipiellen Verlauf

der gemessenen Dämpfung über der Frequenz an, d.h. feinstrukturierte Frequenzabhängigkeiten bleiben im Sinne einer übersichtlicheren Darstellung unberücksichtigt. Die wesentlich geringere Dämpfung der CdSe-be-dampften Chips ist möglicherweise auf eine verlustärmere Keramik zurück-zuführen.

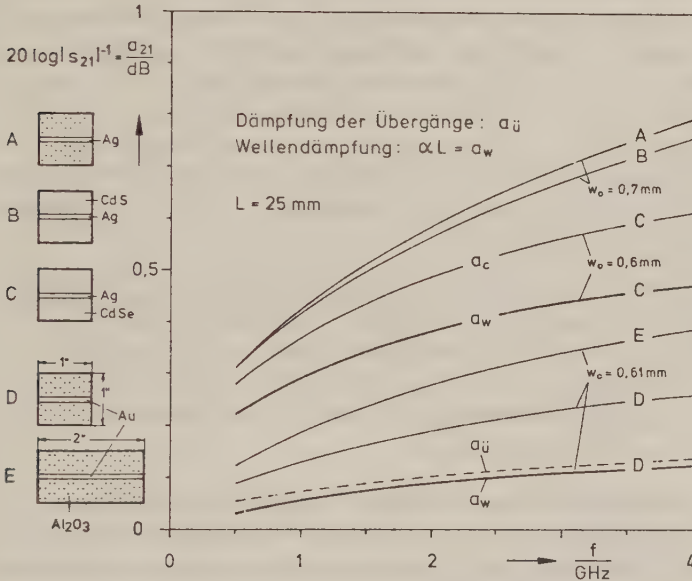


Bild 6.3 Ergebnisse der Dämpfungsmessungen

Nach WHEELER /98/ gilt für den Wellenwiderstand der klassischen Microstrip-Leitung (Ein-Schichten-Substrat, $t = t_{\text{Ag}} \rightarrow 0$, ca. 1 % Fehler im Bereich $0,1 \leq w/h \leq 20$)

$$(6.2)$$

$$\frac{Z_w}{\Omega} = \frac{60\pi}{\sqrt{\epsilon_r'}} \left\{ \frac{w}{2h} + \frac{1}{\pi} \ln 4 + \frac{\epsilon_r' + 1}{2\pi\epsilon_r'} \ln \frac{\pi e}{2} \left(\frac{w}{2h} + 0,94 \right) + \frac{\epsilon_r' - 1}{2\pi\epsilon_r'^2} \ln \frac{\pi^2 e}{16} \right\}^{-1}.$$

Mit $Z_w = 50 \Omega$ und $h = 0,635 \text{ mm}$ ergibt sich daraus eine Beziehung zwischen der Leiterbreite w - für $t_{\text{Ag}} > 0$ als effektive Leiterbreite zu verstehen - und der relativen Dielektrizitätskonstante ϵ_r' . Im Bereich $7,2 \leq \epsilon_r' \leq 9,4$

läßt sich dafür eine lineare Näherung (relativer Fehler < 1 %) angeben zu

$$\frac{w_0}{\text{mm}} = 1,370 - 0,0835\epsilon_r' \quad \text{mit } Z_W = 50\Omega \quad \text{und } h = 0,635 \text{ mm} . \quad (6.3)$$

Unter Vernachlässigung der endlichen Schichtdicke des Leitsilberstreifens kann diese Beziehung zur Abschätzung des ϵ_r' der vorliegenden Proben herangezogen werden. Mit $w_0 \approx 0,7 \text{ mm}$ ergibt sich daraus für das unbedampfte Keramikmaterial (Hersteller: Fa. Rosenthal) ein Wert von $\epsilon_r' \approx 8,0$. Wie die Meßergebnisse zeigen, bleibt für die CdS-bedampften Proben eine optimale Leiterbreite von $w_0 \approx 0,7 \text{ mm}$ erhalten, was darauf schließen läßt, daß sich die relativen Dielektrizitätskonstanten der CdS-Schicht und des Keramiksubstrats im vorgesehenen Frequenzbereich gar nicht oder nur unwesentlich voneinander unterscheiden.

Demgegenüber ist bei den CdSe-bedampften Keramikplättchen mit $w_0 \approx 0,6 \text{ mm}$ eine merkliche Verringerung des Streufeldes im Außenraum zu verzeichnen, was durch die dielektrische "Abschirmwirkung" der CdSe-Schicht mit $\epsilon_r'(\text{CdSe}) > \epsilon_r'(\text{Keramik})$ zu erklären ist. Aus Gl. (6.3) erhält man für die in Kap. 2.3 eingeführte Misch-Dielektrizitätskonstante eines fiktiven Einschichtensubstrats den Wert $\epsilon_M' \approx 9,2$.

Zur exakten Bestimmung der Wellendämpfung a_W einer solchen Leitsilber-Microstrip-Leitung müssen die in den bisherigen Meßergebnissen noch enthaltenen Verluste der Übergänge eliminiert werden. Hierfür bietet sich das bekannte Substitutionsverfahren an, bei dem die Transmissionsdämpfungen a_1 und a_2 zweier verschieden langer, sonst aber gleicher Streifenleitungen der Längen L_1 und L_2 gemessen werden. Da die Wellendämpfung direkt proportional zur Leitungslänge ist, gilt

$$\begin{aligned} a_1 &= a_{W1}(L_1) + a_{\ddot{u}} \quad \text{und} \\ a_2 &= a_{W2}(L_2) + a_{\ddot{u}} \quad \text{mit } a_{W1}/a_{W2} = L_1/L_2 . \end{aligned} \quad (6.4)$$

Daraus ergibt sich die Wellendämpfung der Leitung 1 zu

$$a_{W1} = (a_1 - a_2) / (1 - \frac{L_2}{L_1}) , \quad (6.5)$$

bzw. die Dämpfung beider Übergänge zu

$$\alpha_{\bar{u}} = (\alpha_1 - \frac{L_1}{L_2} \alpha_2) / (1 - \frac{L_1}{L_2}) = \alpha_1 - \alpha_{w1} . \quad (6.6)$$

Die oben beschriebene Art der labormäßigen Herstellung solcher Leitsilber-Microstrip-Leitungen macht es jedoch unmöglich, mit den hier vorliegenden 1" x 1" -Plättchen verschieden lange, aber sonst gleiche Leitungen zu realisieren und somit die Wellendämpfung direkt über Gl. (6.5) auszurechnen.

Als Ausweg konnte auf zwei photolithografisch gefertigte Microstrip-Leitungen (Typ D und E)* zurückgegriffen werden. Ihre zwischen den Toren 1 und 2 gemessenen Transmissionsdämpfungen sind ebenfalls in Bild 6.3 wiedergegeben. Zur Berechnung der "Übergangsdämpfung" $\alpha_{\bar{u}}$ werden diese Dämpfungsverläufe anschließend über Gl. (6.6) ausgewertet.

Als letzter Schritt dieser Substitutionsmethode läßt sich schließlich die gesuchte Wellendämpfung der Leitsilber-Microstrip-Leitung über Gl. (6.4) berechnen. Für die CdSe-bedampften Keramiksubstrate ist sie in Bild 6.3 angegeben.

Wie ein Vergleich zwischen den Wellendämpfungen der Proben C und D zeigt, kann die Leitsilber-Microstrip-Leitung bei der Herstellung von ersten Labormustern - z.B. der nachfolgend beschriebenen Modulatoren - als durchaus brauchbare Leitung angesehen werden. Das Abdecken der gesamten Probe mit einem direkt auf der Oberfläche aufliegenden schwarzen Karton (Maske) erhöht die Dämpfung nur unwesentlich um ca. 2 %. Nichtlinearitätseffekte, wie sie in Kap. 2.2 angesprochen wurden, sind nicht beobachtet worden.

*) Einfache, geradlinige Microstrip-Leitungen auf einem 1" x 1"- bzw. 2" x 1"Keramikchip. Technische Daten nach Bild 2.1, Wellenwiderstand $Z_L = 50 \Omega$; Hersteller: Fa. AEG-Telefunken, Ulm; Keramik-Material der Fa. Amer. Lava Corp., USA.

6.2 Die Eigendämpfung des Gap-Modulators

Wie schon im vorhergehenden Kapitel angedeutet, zwingen die hohen Leiterverluste der lichtinduzierten Microstrip-Leitung zu einer Reduzierung der Leitungslänge. Wird eine solche Maßnahme konsequent durchgeführt, so ergibt sich eine Microstrip-Struktur nach Bild 6.4a, wobei die Unterseite der Probe wieder mit einer flächenhaften Leitsilber-Metallisierung versehen ist. Das lichtinduzierte Leitungsstück ist jetzt auf die Länge $a \ll \lambda_m$ zusammengeschrunpft und steht über Leitsilber-Streifenleiter, die hier als schwach verlustbehaftete 50Ω -Microstrip-Zuleitungen dienen, mit der äußeren Mikrowellenschaltung in Verbindung. Die Oberseite der Probe wird mit einer Maske aus schwarzem Karton abgedeckt, so daß das einfallende Licht nur die Halbleiterzone zwischen den offenen Leiterenden beeinflussen kann.

Es liegt nahe, diese Lücke ("gap") im Streifenleiter zusammen mit der beleuchteten Halbleiterschicht als quasikonzentriertes Bauelement zu behandeln und die so entstandene Schaltung im folgenden als Gap-Modulator zu bezeichnen.

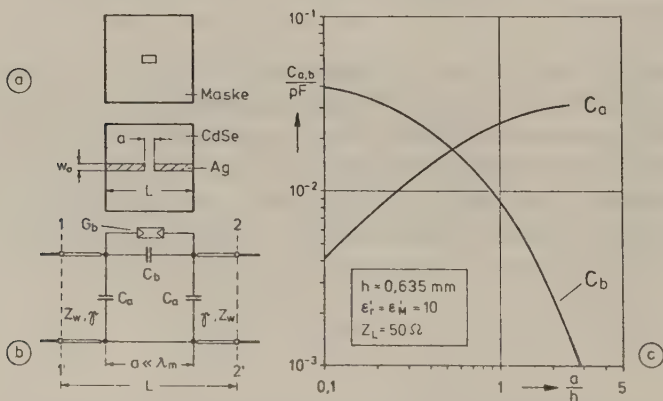


Bild 6.4 Zur π -Ersatzschaltung des Gap-Modulators

Zur analytischen Behandlung einer solchen Anordnung eignet sich das in Bild 6.4b wiedergegebene Ersatzschaltbild. Nach MAEDA /59/ kann das Gap

einer Microstrip-Leitung im Gültigkeitsbereich des Quasi-TEM-Wellenkonzepts und innerhalb der Streifenleiterenden als Bezugsebenen durch eine allein aus Kondensatoren bestehende π -Schaltung beschrieben werden, deren Kapazitätswerte C_a und C_b aus einem Diagramm (Bild 6.4c) entnommen werden können.

Diese Ersatzschaltung wird hier durch einen zusätzlichen Leitwert G_b erweitert, der die beleuchtete Halbleiterzone erfaßt und den physikalischen Gegebenheiten entsprechend parallel zu C_b wirkt. Wegen Gl. (2.18) ist dieser Leitwert im vorgesehenen Frequenzbereich von 0,5 ... 4 GHz frequenzunabhängig.

Ferner läßt sich theoretisch und praktisch leicht nachweisen, daß die Eigendämpfung einer solchen Leitungslücke mit $G_b = 0$ bis weit über den hier vorgegebenen Frequenzbereich hinaus, mit $0 \leq G_b \leq 10^{-3} \text{ S}$ und den hier vorgegebenen Gap-Weiten im Bereich von $0,4 \text{ mm} \leq a \leq 1,5 \text{ mm}$ bis etwa 10 GHz *) von den Querkapazitäten C_a unbeeinflußt bleibt, was zu einer wesentlichen Vereinfachung des Ersatzschaltbildes führt. Für den weiteren Verlauf der Untersuchungen können deshalb beide Querkapazitäten vernachlässigt werden.

Mit den in Bild 6.1b und d genannten Beziehungen und $y_a = 0$ und $y_b = (G_b + j\omega C_b)Z_L$ ergibt sich für die Eigendämpfung des Gap-Modulators zwischen den Toren 1 und 2 die Beziehung

$$\frac{a_{21}}{\text{dB}} = 20 \log \frac{1}{|S_{21}|} = 10 \log \left\{ \frac{(1 + 2G_b Z_L)^2 + (2\omega C_b Z_L)^2}{(2G_b Z_L)^2 + (2\omega C_b Z_L)^2} \right\} \quad (6.7)$$

Zusätzlich auftretende Verluste in den Leitsilberzuleitungen und in den Übergängen sind in Gl. (6.7) vernachlässigt worden, was wegen $a_{21} \gg \alpha(L-a) + a_{ij}$ gerechtfertigt ist. Da im vorgegebenen Frequenzbereich außerdem $(2\omega C_b Z_L)^2 \ll (1 + 2G_b Z_L)^2$ ist, gilt

$$\frac{a_{21}}{\text{dB}} = 20 \log \frac{1}{2\omega C_b Z_L} - 10 \log \frac{1 + (G_b / \omega C_b)^2}{(1 + 2G_b Z_L)^2} = \frac{a_0}{\text{dB}} - \frac{\Delta a}{\text{dB}} \quad (6.8)$$

*) Nach einer numerischen Abschätzung der vollständigen Gleichung

$$a_{21} = a_{21}(\omega, Z_L, C_a, C_b, G_b).$$

d.h. die Eigendämpfung setzt sich aus einer Grunddämpfung a_0 für den Dunkelzustand und einer von der Beleuchtungsstärke abhängigen Modulationsdämpfung Δa zusammen.

Um nachprüfen zu können, wie genau die letztgenannte Beziehung das Dämpfungsverhalten eines realen Modulators zu beschreiben vermag, wurden zwei Proben mit einem Gap von $a = 1 \text{ mm}$ meßtechnisch untersucht, und zwar eine photolithografisch gefertigte $1'' \times 1''$ -Probe (Typ F) mit den technischen Daten nach Bild 2.1 und eine labormäßig bearbeitete Probe (Typ G) aus einem $1'' \times 1''$ -Keramikplättchen, CdSe-bedampft und Leitsilber-beschichtet.

Mit $a/h \approx 1,57$ erhält man aus Bild 6.4c einen Kapazitätswert von $C_D \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ pF}$, mit dem sich über Gl. (6.8) der in Bild 6.5a angegebene Verlauf der Grunddämpfung $a_0 = a_0(f)$ berechnen läßt.

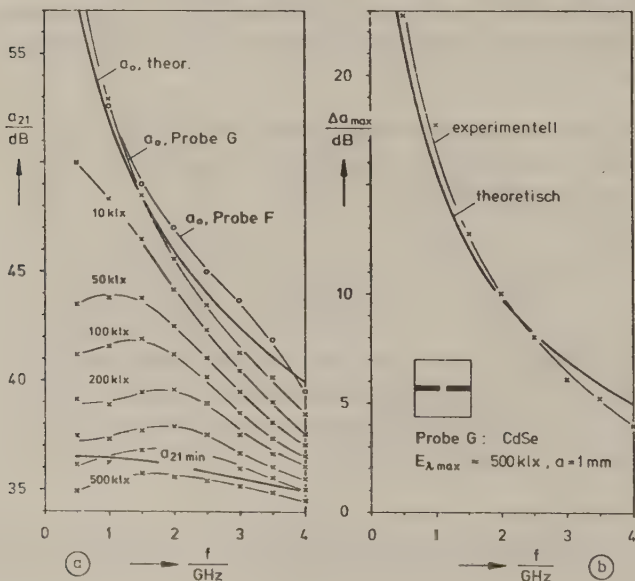


Bild 6.5 Eigendämpfung a_{21} und maximale Modulationsdämpfung Δa_{max} als Funktion der Frequenz f

Vergleicht man diesen Kurvenverlauf mit den meßtechnisch ermittelten Ergebnissen der Probe F, so erkennt man, daß die Angaben von Maeda hinsichtlich der Eigendämpfung eine genügend genaue analytische Darstellung des Microstrip-Gaps ermöglichen. Die entsprechenden Meßergebnisse der Probe G sind ebenfalls in Bild 6.5a wiedergegeben und bestätigen ihrerseits die Beschreibung der Modulator-Grunddämpfung nach Gl. (6.8).

Zur Berechnung der Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}$ wird der Modulationsleitwert G_b mit Hilfe der bekannten Geometrie-Beziehung (3.68) bzw. Gl. (5.2) abgeschätzt. Mit $a = 1 \text{ mm}$, $w_0 = 0,6 \text{ mm}$, $t = 5 \text{ }\mu\text{m}$ und $\sigma_{h \max} = \sigma_h(500 \text{ klx}) = 0,5 \text{ Scm}^{-1}$ ergibt sich über

$$G_{b \max} \approx \sigma_{h \max} w_0 t / a \quad (6.9)$$

ein Wert von etwa $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ S}$. Wegen $2G_b Z_L \ll 1$ läßt sich somit der Term für die Modulationsdämpfung in Gl. (6.8) weiter vereinfachen. Der danach berechnete Verlauf der maximalen Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}$ über der Frequenz ist in Bild 6.5b wiedergegeben. Demgegenüber steht die reale Modulationsdämpfung, die sich aus den meßtechnisch ermittelten Dämpfungsverläufen $a_{21} = a_{21}(E_\lambda, f)$ nach Bild 6.5a direkt übernehmen läßt.

Ein Vergleich beider Kurvenverläufe zeigt, daß die theoretischen und experimentellen Ergebnisse relativ gut übereinstimmen. Eine genauere Interpretation der vorhandenen Abweichungen ist jedoch nicht möglich, da neben dem experimentell ermittelten auch der theoretische Dämpfungsverlauf mehr oder weniger großen Toleranzen unterworfen ist, die u.a. auf die sicherlich nur bedingt zutreffende Abschätzung des Modulationsleitwertes nach Gl. (6.9) zurückzuführen sind.

Als nächstes interessiert die Abhängigkeit der Eigendämpfung von der Gap-Weite a . Theoretisch liegt die entsprechende Abhängigkeit der Grunddämpfung $a_0(a)$ bereits über $C_b = C_b(a)$ nach Bild 6.4c fest. Sie ist in Bild 6.6 grafisch dargestellt.

Zur Berechnung der maximalen Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}(a)$ wird als erste Näherung eine linear proportionale Abhängigkeit des Modulationsleitwertes gemäß

$$G_b(a_1) / G_b(a_2) = a_2 / a_1 \quad (6.10)$$

angenommen. Mit dieser Beziehung und $C_b = C_b(a)$ aus Bild 6.4c ergibt sich für die Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}(a)$ ein theoretischer Verlauf nach Bild 6.6 .

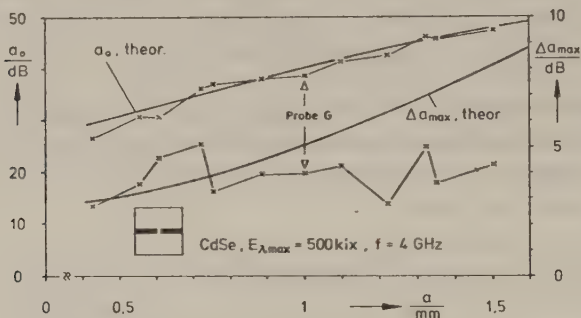


Bild 6.6 Grunddämpfung a_0 und max. Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}$ als Fkt. der Gapweite a

Um diese Ergebnisse experimentell überprüfen zu können, wurde eine Reihe CdSe-bedampfter Proben des Typs G hergestellt, deren Gap-Weiten zwischen 0,4 mm und 1,5 mm liegen. Die damit erzielten Meßergebnisse sind ebenfalls in Bild 6.6 eingetragen.

Man erkennt, daß die Meßwerte der Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}(a)$ vom theoretischen Verlauf stark abweichen, was darauf schließen läßt, daß $G_b(a)$ und $C_b(a)$ in gleicher Weise von der Gap-Weite a abhängen *) und wegen $\Delta a_{\max} \approx \Delta a_{\max}(G_b/C_b)$ die Modulationsdämpfung somit von a unabhängig wird. Da die Meßwerte der Grunddämpfung $a_0(a)$ relativ gut mit den theoretischen Ergebnissen übereinstimmen, kann die Streuung der $\Delta a_{\max}$ -Meßwerte nur durch entsprechend große Abweichungen in der Schichtdicke t der einzelnen Proben erklärt werden (Kap. 5.3).

*) Leitwert und Kapazität einer Zweileiteranordnung in homogenem, schwach leitendem Dielektrikum sind bekanntlich über die von der Geometrie unabhängige Beziehung $G/C = \sigma/\epsilon$ verknüpft. Dieser Sachverhalt läßt sich - entsprechend modifiziert - mit guter Näherung auch auf die hier vorliegende Leiteranordnung des Gaps mit inhomogenem Dielektrikum übertragen, solange quasi-konzentriert und mit der TEM-Näherung gerechnet werden darf.

Als letztes erfolgt die Berechnung der hier als Modulationskennlinie bezeichneten Abhängigkeit der Modulator-Ausgangsspannung $U_2 = U_2(E_\lambda)$. Aus den Gleichungen (5.3), (6.8) und (6.9) und den gemittelten Meßergebnissen nach Bild 5.5 ergibt sich die gesuchte Modulationskennlinie des Gap-Modulators zu

$$\left| \frac{U_2}{U_0/2} \right| = |s_{21}| = 2\omega C_b Z_L \left\{ 1 + \left(\frac{G_{b \max}}{\omega C_b} \right)^2 \cdot \left(\frac{E_{\lambda \max}}{E_{\lambda}} \right)^{2\gamma} \right\}^{1/2} \quad (6.11)$$

Bild 6.7 zeigt den prinzipiellen Verlauf einer solchen Kennlinienschar mit der Frequenz als Parameter - hier wieder als Beispiel die Kennlinien der Probe G mit einer Gap-Weite $a = 1$ mm.

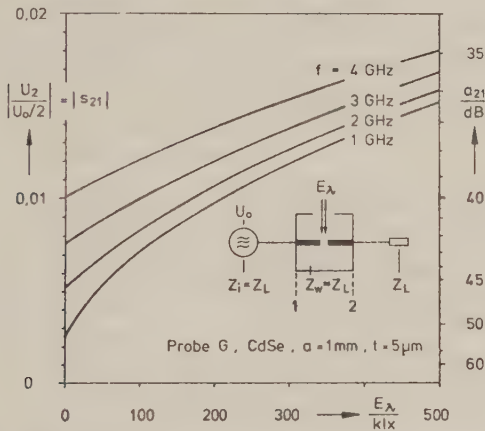


Bild 6.7 Modulationskennlinie des Gap-Modulators

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß trotz der vielfältigen Fehlermöglichkeiten, die auf Grund der labormäßigen Herstellung der Leitsilber-Gaps und der bei Photohalbleitern allgemein anzutreffenden Unsicherheitsfaktoren (Kap. 5.3) gegeben sind, eine angemessene Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentell ermittelten Werten festzustellen ist. Es bestehen demnach keinerlei Anhaltspunkte dafür, daß hier die Photoleitfähigkeit der beleuchteten Halbleiterzone durch die Einwirkung des hochfrequenten elektrischen Wechselfeldes in meßbarer Weise

beeinflusst wird. Als geringfügiger Nachteil dieses Gap-Modulators ist seine relativ hohe Eigendämpfung zu nennen, die sich jedoch bei der Verwendung von anderen Halbleitermaterialien und stärkeren Lichtquellen /5/ noch wesentlich verringern läßt.

6.3 Die Eigendämpfung des Shunt-Modulators

Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen in Kap. 6.2 haben gezeigt, daß die Eigendämpfung des Gap-Modulators, bei dem die lichtempfindliche Halbleiterzone quasi in Reihe mit den Microstrip-Zuleitungen liegt, trotz der geringen Gap-Weiten noch relativ hoch ist. Um diese sich für viele Anwendungen recht nachteilig auswirkende Eigenschaft prinzipiell zu umgehen, liegt der Gedanke nahe, einen quasikonzentrierten Photoleitwert parallel zur durchgehenden Leitung als Nebenschluß ("shunt") zu schalten. Die sich daraus ergebende Streifenleiterstruktur eines ersten Labormusters ist in Bild 6.8a dargestellt.

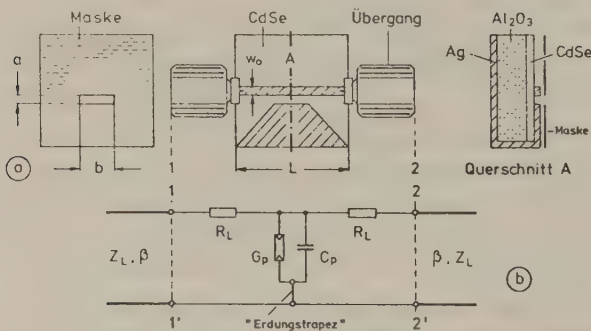


Bild 6.8 Aufbau und T-Ersatzschaltbild des Shunt-Modulators, Typ J

Charakteristisch für den Aufbau und die Arbeitsweise eines solchen Shunt-Modulators ist zum einen die durchgehende Streifenleitung, deren Eigenschaften in Kap. 6.1 beschrieben sind, zum anderen eine zur Reduzierung der Zuleitungsinduktivität flächenhaft ausgebildete und hier als Erdungstrapez bezeichnete Leiterstruktur, die über den Rand des Plättchens

hinaus mit der unterseitigen Grundmetallisierung breitflächig leitend verbunden ist und auf diese Weise den zur Parallelschaltung benötigten Kontaktpunkt des Grundleiters in die Ebene der aufgedampften Halbleiterschicht verlegt. Die gesamte, zwischen Erdungstrapez und Streifenleiter eingebettete Halbleiterzone bildet jetzt in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke einen mehr oder weniger wirksamen Nebenschluß, der in seiner Funktionsweise als quasikonzentrierter Photoleitwert aufgefaßt werden kann, solange die Linearabmessungen der lichtempfindlichen Zone klein gegen die Wellenlänge bleiben. Um diesbezüglich eindeutige Verhältnisse zu schaffen, wird die Oberseite des Chips wieder mit einer schwarzen Kartonmaske abgedeckt, die nur ein kleines Rechteck mit den Abmessungen a , $b \ll \lambda_m$ im Bereich der Engstelle zwischen Streifenleiter und Erdungstrapez zur Lichteinstrahlung freigibt (Bild 6.8a).

Das Ersatzschaltbild eines solchen Shunt-Modulators ist in Bild 6.8b wiedergegeben. Wie man sieht, liegt parallel zu G_p noch ein C_p , das die zusätzlich auftretende kapazitive Komponente zwischen Erdungstrapez und Streifenleiter berücksichtigen soll. Das Erdungstrapez selbst sei zunächst als ideale Masseverbindung angenommen.

Der einfacheren Handhabung wegen werden beide Übergänge als Bestandteile des Modulators aufgefaßt. Ihre Verluste und die der Leitsilber-Leitung können hier im Gegensatz zum Gap-Modulator nicht so ohne weiteres vernachlässigt werden, da gerade sie die Grunddämpfung dieses Modulators im Dunkelzustand und für nicht zu hohe Frequenzen ausmachen. Dabei sei - wie schon beim Gap-Modulator - vorausgesetzt, daß die Dunkelleitfähigkeit der CdSe-Schicht vernachlässigbar klein ist und somit keinen wesentlichen Beitrag zur Grunddämpfung liefert. Im Ersatzschaltbild werden diese Leitungs- und Übergangs-Verluste durch die beiden Längswiderstände R_L berücksichtigt, die gemäß den Angaben aus Bild 6.3 leicht frequenzabhängig sind. Dagegen bleibt auch hier wieder G_p wegen Gl. (2.18) im vorgesehenen Frequenzbereich frequenzunabhängig.

Experimentelle Untersuchungen an einer Reihe von photolithografisch gefertigten Microstrip-Schaltungen (Typ H) mit den technischen Daten nach Bild 2.1 und der Leiterstruktur dieses Shunt-Modulators haben gezeigt, daß die Querkapazität C_p bis mindestens 4 GHz keine meßbare Erhöhung der Eigendämpfung verursacht, sofern die Abmessungen der beleuchteten Zone in den Grenzen $a \geq 0,1$ mm und $b \leq 10$ mm bleiben. Demnach ist es also berechtigt, die Querkapazität C_p für alle weiteren Untersuchungen zu vernachlässigen.

Mit den Angaben nach Bild 6.1d berechnet sich die Eigendämpfung dieser T-Ersatzschaltung mit $C_p = 0$ zu

$$\frac{a_{21}}{\text{dB}} = 20 \log \left| \frac{U_0}{2U_2} \right| = 20 \log \frac{Z_L + R_L}{Z_L} + 20 \log \left\{ 1 + \frac{1}{2} G_p (Z_L + R_L) \right\} . \quad (6.12)$$

Da die Eigendämpfung des dunkelgesteuerten Shunt-Modulators identisch ist mit der in Bild 6.3 angegebenen Dämpfung a_{21} der Leitsilber-Leitung (Typ C) einschließlich der Verluste in den Übergängen, ergibt sich für die Grunddämpfung

$$\frac{a_0}{\text{dB}} = 20 \log \frac{Z_L + R_L}{Z_L} = \left. \frac{a_{21}(f)}{\text{dB}} \right|_{\text{Probe C}} = \frac{a_c}{\text{dB}} . \quad (6.13)$$

Mit dieser Beziehung kann Gl. (6.12) umgeschrieben werden zu

$$\frac{a_{21}}{\text{dB}} = \frac{a_c}{\text{dB}} + 20 \log \left\{ 1 + \frac{1}{2} G_p Z_L 10^{a_c / 20 \text{ dB}} \right\} = \frac{a_0}{\text{dB}} + \frac{\Delta a}{\text{dB}} , \quad (6.14)$$

d.h. die Eigendämpfung des Shunt-Modulators setzt sich ebenfalls additiv aus einer Grunddämpfung a_0 und einer Modulationsdämpfung Δa zusammen.

Zur Abschätzung des Modulationsleitwertes $G_p(a, b)$ wird wieder auf die Geometrie-Beziehung (3.68) zurückgegriffen, d.h. es gilt näherungsweise

$$G_{p \max} \approx \sigma_{h \max} t \frac{b}{a} . \quad (6.15)$$

Als Meßobjekt dient ein CdSe-bedampftes 1" x 1"-Keramikplättchen mit einer Leitsilber-Struktur nach Bild 6.8a, wobei die Shunt-Abmessungen $a = 0,5$ mm und $b = 4$ mm (Typ J) betragen. Mit diesen Angaben und den Meßergebnissen für die Leitungsdämpfung $a_c(f)$ nach Bild 6.3 läßt sich über Gl. (6.14) und Gl. (6.15) der Verlauf der Eigendämpfung bzw. der Grunddämpfung und der maximalen Modulationsdämpfung über der Frequenz angeben (Bild 6.9).

Vergleicht man diese Kurvenverläufe mit den experimentell bestimmten Werten, so ist auch hier wieder eine angemessene Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis zu erkennen. Beachtlich ist insbesondere die geringe Frequenzabhängigkeit der Modulationsdämpfung Δa - was nach Gl. (6.14) nicht anders zu erwarten ist.

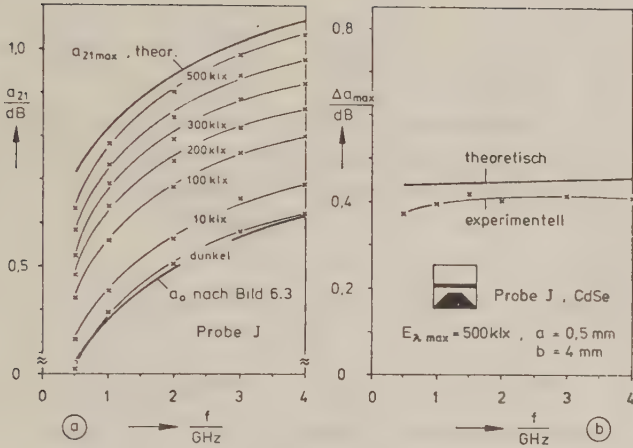


Bild 6.9 Die Dämpfungsverläufe $a_{21}(f)$ und $\Delta a_{max}(f)$ des Shunt-Modulators, Typ J, CdSe

Die Abhängigkeit der maximalen Modulationsdämpfung Δa_{max} von den Shunt-Abmessungen a und b läßt sich ebenfalls über Gl. (6.14) und Gl. (6.15) berechnen. Mit $Z_L = 50 \Omega$, $\sigma_{hmax} = 0,5 \text{ Scm}^{-1}$ und $t \approx 5 \mu\text{m}$ und unter Berücksichtigung eines relativen Fehlers von max. 7 % gilt näherungsweise

$$\frac{\Delta a}{\text{dB}}_{\text{max}} \approx 5,43 \cdot 10^{-2} 10^{a_c / 20 \text{ dB}} \frac{b}{a} \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} b \leq 10 \text{ mm} \\ a \geq 0,2 \text{ mm} \end{matrix} \quad (6.16)$$

In Bild 6.10a und b sind die so berechneten Kurvenverläufe wiedergegeben.

Zur Überprüfung dieser Ergebnisse wurde eine Reihe CdSe-bedampfter Proben des Typs J mit den unterschiedlichsten Shunt-Abmessungen hergestellt. Wie ein Vergleich zwischen den gerechneten und gemessenen Dämpfungswerten zeigt, werden Gl. (6.14) und Gl. (6.15) in ihrer Tendenz prinzipiell bestätigt. Die breite Streuung der Absolutwerte läßt aber auch hier wieder die große Unsicherheit der Leitfähigkeits- bzw. Schichtdickenangabe deutlich erkennen.

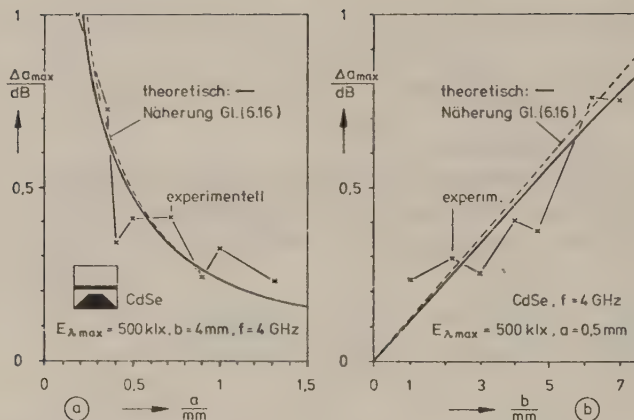


Bild 6.10 Maximale Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}$ als Funkt. der Shunt-Abmessungen a und b

Die Modulationskennlinie dieses Shunt-Modulators ergibt sich aus Gl. (5.3), Gl. (6.14), Gl. (6.15) und den gemittelten Meßergebnissen nach Bild 5.5 zu

$$\left| \frac{U_2}{U_0/2} \right| = |s_{21}| = \left\{ 10^{a_c/20\text{dB}} \left[1 + \frac{1}{2} Z_L 10^{a_c/20\text{dB}} G_{p\max} \left(\frac{E_{\lambda}}{E_{\lambda\max}} \right)^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (6.17)$$

Den typischen Verlauf einer solchen Kennlinie zeigt Bild 6.11, hier als Beispiel für eine Probe mit den Shunt-Abmessungen $a = 0,5 \text{ mm}$ und $b = 4 \text{ mm}$.

Weiterhin sind in diesem Bild zwei mögliche Betriebsarten des Shunt-Modulators angedeutet - zum einen der Modulationsbetrieb mit Kleinsignalaussteuerung bei mittleren Vorlicht-Intensitäten, zum anderen der Schalterbetrieb bei Ein- und Ausschalten der vollen Beleuchtungsstärke, wobei das Ausgangssignal auf Grund der Trägheit der Ladungsträger (Tiefpassverhalten, Kap. 5.4) mehr oder weniger stark verzerrt erscheint.

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Ausgangsspannung $U_2(t)$ bei Schalterbetrieb als amplitudenmoduliertes Trägersignal bzw. spektral zerlegt als Träger und Seitenfrequenzen, so gilt für den Zusammenhang zwischen Modulationsgrad m und Modulationsdämpfung Δa die Beziehung

$$\frac{\Delta a}{dB} = 20 \log \frac{1+m}{1-m} \quad \text{mit} \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (6.18)$$

In dieser Darstellungsweise läßt sich die Abschwächung des Eingangssignals (unmoduliertes Signal) auf die "Trägeramplitude" U_T durch eine bei passiven Modulatoren zwangsläufig auftretende Vordämpfung a_V beschreiben, die mit dem Modulationsgrad m über

$$\frac{a_V}{dB} = 20 \log (1 + m) \quad (6.19)$$

verknüpft ist und zusätzlich zur Grunddämpfung a_0 wirkt.

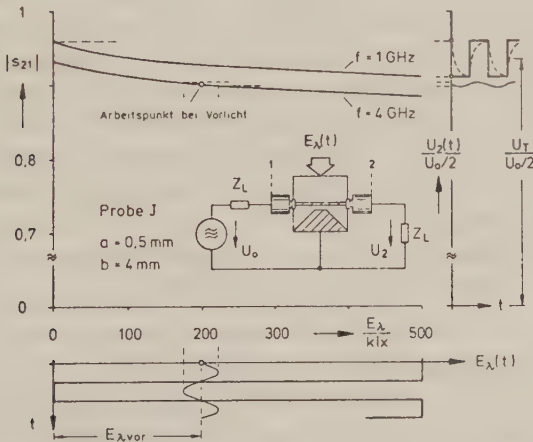


Bild 6.11 Modulationskennlinie des Shunt-Modulators

Eine Erhöhung der maximalen Modulationsdämpfung ist nach Gl. (6.14) und Gl. (6.15) bei vorgegebenem Z_L , σ_{hmax} und t nur noch über a und b möglich. Dabei wird a nach unten hin überwiegend durch technologische Probleme begrenzt, b dagegen nach oben hin durch die Randbedingung $b \ll \lambda_m$. Außerdem gewinnt $C_p(a, b)$ mit fallendem a , steigendem b und wachsender Frequenz f mehr und mehr an Bedeutung.

Diese spezielle Abhängigkeit der Modulationsdämpfung $\Delta a_{\max}(a, b, f)$ regt zu einer Optimierung der Shunt-Abmessungen an. Erste Untersuchungen in dieser Richtung haben bereits gezeigt, daß eine solche Optimierung prinzipiell möglich ist. Eine entscheidende Rolle spielen dabei die besonderen Eigenschaften des Erdungstrapezes im Bereich höherer Frequenzen (Skinspekt, induktive Komponente, Resonanzeffekte, zusätzliche Dämpfung).

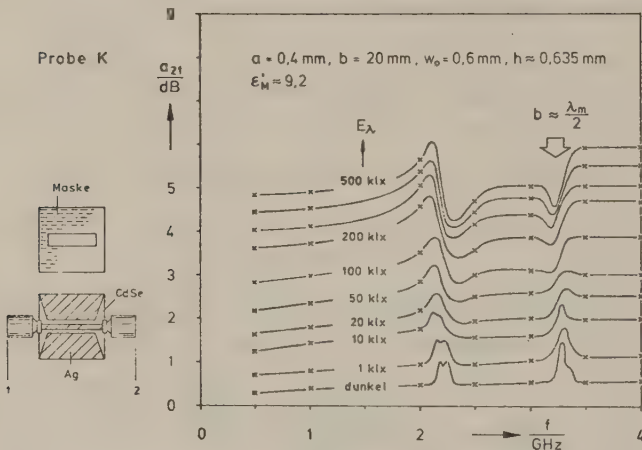


Bild 6.12 Eigendämpfung a_{21} des Shunt-Modulators Typ K als Funktion der Frequenz f

Zum Abschluß dieses Kapitels sei der Shunt-Modulator (Typ K) nach Bild 6.12 vorgestellt. Hinsichtlich seiner maximalen Modulationsdämpfung und Breitbandigkeit scheint mit diesem Labormuster das Optimum dessen gefunden zu sein, was mit den hier zur Verfügung stehenden Halbleiterschichten und Lichtquellen im Rahmen dieser Arbeit möglich ist. Die maximal erreichte Modulationsdämpfung von ca. $\Delta a_{\max} \approx 4,5 \text{ dB}$ (entsprechend $m \approx 25 \%$) im unteren Frequenzbereich bestätigt auch hier wieder die Gültigkeit von Gl. (6.14) und Gl. (6.15): Mit $a = 0,4 \text{ mm}$ und $b' = 2b = 40 \text{ mm}$ ergibt sich danach ein $\Delta a_{\max} (1 \text{ GHz}) \approx 4,36 \text{ dB}$.

Im oberen Frequenzbereich hingegen sind deutliche Abweichungen vom Verhalten eines quasikonzentrierten Bauelements zu erkennen, die wegen

$b \approx \lambda_m/2$ zum Teil auf zusätzlich einsetzende Leitungseffekte, zum Teil auf Resonanzeffekte der Erdungstrapeze zurückzuführen sind.

6.4 Die Modulationsbandbreite der Modulatoren

Ein wesentlicher Gesichtspunkt bei der Beurteilung von Schalter- oder Modulatorsystemen ist - neben dem Verlauf der Modulationskennlinie und den damit verbundenen Angaben über Grunddämpfung, Modulationsdämpfung und Linearität - die Frage nach der maximalen Ansprechgeschwindigkeit bzw. nach der maximalen Modulationsfrequenz.

Den Ausführungen in Kap. 5.4 zufolge wird diese obere Frequenzgrenze bei Wechsellichtanregung gemäß Gl. (5.13) durch die Lebensdauer der induzierten Ladungsträger festgelegt, und zwar für die hier untersuchten aktivierten Widerstandssysteme, die im Gegensatz zu den wesentlich schnelleren Diodensystemen ohne Sperrschicht arbeiten, durch die Lebensdauer der Majoritätsträger. Wie die entsprechenden Meßergebnisse nach Bild 5.7 gezeigt haben, können die vorliegenden Photohalbleiter im "High-Injection"-Bereich und unter Berücksichtigung eines maximalen Modulationsabfalls von 3 dB bis zu Wechsellichtfrequenzen von knapp 1 kHz eingesetzt werden, darüber hinaus unter stetem Modulationsverlust noch bis zu einer Frequenz von etwa 8 ... 10 kHz, bei der dann schließlich die Modulation vollständig im Rauschen untergeht.

Da bei allen diesbezüglich durchgeführten Untersuchungen die lichtempfindliche Halbleiterschicht einem mehr oder weniger starken elektrischen Gleichfeld (von der äußeren Gleichspannungsquelle herrührend) ausgesetzt ist, drängt sich die Frage auf, ob die unter diesen speziellen Bedingungen ermittelte Modulationsbandbreite auch für die hier vorgestellten Modulatorsysteme weiterhin gültig bleibt oder ob sich die dynamischen Eigenschaften des hier verwendeten Halbleitermaterials unter dem Einfluß eines hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldes in meßbarer Weise verändern können.

Um dieser Frage experimentell nachgehen zu können, ist eine Versuchsanordnung nach Bild 6.13 aufgebaut worden, die vom Prinzip her nach der Lichtblitzmethode von Stevenson und Keyes arbeitet: Die mit Hilfe eines Lichtchoppers erzeugte pulsförmige Anregung dämpft die auf die Meßdiode

zulaufende Welle im Takte der Pulsfolgefrequenz. Der zeitliche Verlauf der von der Diode absorbierten Leistung $P_D(t) = P_2(t)$ wird als Systemantwort von einem Oszillografen angezeigt. Dabei ist sowohl die Zeitkonstante τ_M der Meßeinrichtung als auch die Anstiegszeit τ_r der Lichtblitze wesentlich kleiner als die effektive Lebensdauer τ_{neff} der Elektroden innerhalb der angeregten Halbleiterzone.

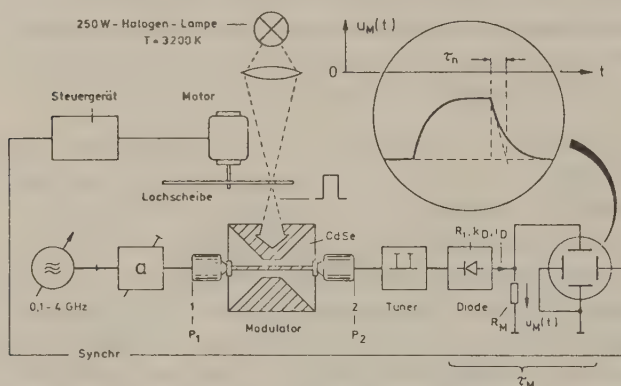


Bild 6.13 Prinzipieller Versuchsaufbau zur Schaltzeitmessung der Modulatoren

Geht man von der Annahme aus, daß die dynamischen Eigenschaften des Modulators von der Mikrowelle unbeeinflußt bleiben, so gilt bei ideal rechteckförmiger Lichtanregung näherungsweise

$$P_D(t) = |s_{21}|^2 P_1 \approx 10^{-\alpha_c/10\text{dB}} P_1 \left\{ 1 + \frac{1}{2} Z_L 10^{\alpha_c/20\text{dB}} G_{p\text{max}} (1 - e^{-t/\tau_n}) \right\}^{-2}. \quad (6.20)$$

Arbeitet außerdem die Diode im quadratischen Bereich ihrer Kennlinie, so ist die absorbierte Leistung P_D über die Diodenkonstante k_D mit dem Diodenkurzschlußstrom I_D gemäß der Beziehung

$$P_D = -k_D I_D^2 \quad (6.21)$$

verknüpft. Mit Gl. (6.20) und $0,5 \cdot Z_L \cdot 10^{a_c/20\text{dB}} \cdot G_{p\text{max}} \ll 1$ ergibt sich aus Gl. (6.21) der zeitliche Verlauf des Diodenstroms $i_D(t)$ bzw. der über R_M gemessenen Spannung zu

$$u_M(t) = -\frac{R_M P_1}{k_D} 10^{-a_c/20\text{dB}} [1 - Z_L 10^{a_c/20\text{dB}} G_{p\text{max}} (1 - e^{-t/\tau_n})] \quad , \quad (6.22)$$

sofern zwischen dem dynamischen Innenwiderstand R_i der Meßdiode und dem äußeren Meßwiderstand R_M die Beziehung $R_M \ll R_i$ erfüllt ist.

Diese theoretisch gefundene Systemantwort ist von den entsprechenden Meßergebnissen zuverlässig bestätigt worden, was besagt, daß die Modulationsbandbreite dieser Opto-Mikrowellen-Modulatoren nach wie vor durch die Trägerlebensdauer begrenzt wird.

Dieses Ergebnis dürfte wohl im Hinblick auf die für reine Widerstandssysteme typische Verknüpfung zwischen Modulationsdämpfung und Modulationsbandbreite wenig befriedigend sein: Da die Empfindlichkeit der Halbleiterschicht und somit die Modulationsdämpfung des Modulators näherungsweise proportional (Kap. 4.1), die Modulationsbandbreite jedoch umgekehrt proportional (Kap. 5.4) zur Trägerlebensdauer ist, ergibt sich - in Analogie zum Verstärkungs-Bandbreite-Produkt elektronischer Verstärker - für das Empfindlichkeits-Bandbreite-Produkt der hier untersuchten Modulatoren ebenfalls ein physikalisch begrenzter, der Beweglichkeit proportionaler Maximalwert /55/; mit anderen Worten: Eine Reduzierung der Lebensdauer zur Steigerung der Modulationsbandbreite hätte bei sonst unverändertem Systemaufbau zwangsläufig ein Absinken der Photoleitfähigkeit und damit ein Absinken des Modulationsgrades zur Folge, was bei den ohnehin schon hohen Beleuchtungsstärken technisch wenig sinnvoll erscheinen würde.

Zusammenfassend stellt man fest, daß die hier in integrierter Technik vorgestellten Opto-Mikrowellen-Modulatoren zwar prinzipiell funktionsfähig sind, hinsichtlich ihrer erzielten Modulationsdämpfung und Modulationsbandbreite jedoch noch nicht das optimal Mögliche erreicht haben. Demzufolge muß bei einer zukünftigen Weiterentwicklung schneller und genügend empfindlicher Opto-Mikrowellenschaltungen versucht werden, die hier verwendeten "trägen" Photohalbleiter CdS und CdSe durch Halbleiterwerkstoffe mit kürzeren Trägerlebensdauern und dafür höheren Trägerbeweglichkeiten, z.B. GaAs (Kap. 4.4, Tabelle 1), zu ersetzen - wobei u.U. ein

Ansteigen der Grunddämpfung auf Grund einer (gegenüber CdS und CdSe) höheren Dunkelleitfähigkeit zu gunsten einer größeren Modulationsbandbreite hingenommen werden muß. Oder aber es kann versucht werden, die Nur-Widerstandssysteme durch schnellere PIN- oder Schottky-Photodiodensysteme zu ersetzen, wenn nicht sogar die Möglichkeit besteht, die durch Rekombinationsvorgänge hervorgerufene Begrenzung der Modulationsbandbreite (bzw. der entsprechenden Schaltzeiten) durch eine geeignete Art der optischen Anregung /5/ sinnvoll zu umgehen.

7. Verschiedene Modulatorsysteme mit erhöhtem Modulationsgrad

7.1 Einige modifizierte Shunt-Modulatoren

Neben der typischen Trägheit der hier untersuchten CdS- und CdSe-Modulatorsysteme können auch die erzielten Meßergebnisse bezüglich maximal erreichbarer Modulationsdämpfung und die dazu erforderlichen hohen Strahlungsintensitäten - besonders im Hinblick auf eine mögliche Schalteranwendung - nicht voll befriedigen.

Diese Erkenntnis bildet die Grundlage und Motivation der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen, die Aufschluß darüber geben sollen, ob und mit welchen Mitteln eine Steigerung der Modulationsdämpfung - wenn möglich sogar bei geringeren Beleuchtungsstärken - zu erreichen ist. Dabei stehen die prinzipiellen Eigenschaften einfacher Einzelsysteme im Vordergrund. Auf die Vorteile der Zusammenschaltung mehrerer Einzelsysteme zur Erzielung bestimmter Eigenschaften, die vom Einzelsystem nicht aufgebracht werden können - z.B. eine größere Mikrowellenbandbreite, ein größerer Wirkungsgrad oder eine spezielle Form der Modulationscharakteristik -, wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen, da sich entsprechende Anordnungen vom Prinzip her aus der Schaltungstechnik der PIN-Modulatoren direkt übernehmen lassen. Eine Beurteilung des jeweiligen Modulators hinsichtlich seiner praktischen Verwendungsmöglichkeiten erfolgt zweckmäßigerweise über die hier als Modulationscharakteristik bezeichnete Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten $|s_{21}(G_{ph})|$.

Ziel dieser Untersuchungen ist die Erstellung eines als Schalter arbeitenden, bezüglich der Mikrowelle möglichst breitbandigen Modulatorsystems, dessen Transmissionskoeffizient betragsmäßig nach Möglichkeit innerhalb des gesamten Variationsbereiches von $1 \geq |s_{21}| \geq 0$ (entsprechend $0 \leq m \leq 100\%$) bei weit weniger hohen Beleuchtungsstärken von etwa $E_{\lambda} \leq 10 \text{ klx}$ verändert werden kann.

Als Ausgangspunkt nachfolgender Betrachtungen dienen die Ergebnisse aus Kap. 6.3, insbesondere Gl. (6.12) und die Tatsache, daß die beleuchtete Halbleiterzone im vorgesehenen Frequenzbereich und mit den genannten Einschränkungen bezüglich ihrer linearen Abmessungen als quasikonzentrierter frequenzunabhängiger Photoleitwert aufgefaßt werden kann und daß zur Bestimmung dieses Leitwertes die einfache Geometriebeziehung (3.68) gültig ist.

Unter Vernachlässigung der Leitungs- und Übergangsverluste, was zur klareren Darstellung des Wesentlichen an dieser Stelle erlaubt sei, ergibt sich die Modulationscharakteristik des einfachen Shunt-Modulators (Bild 7.1a) aus Gl. (6.12) zu

$$|s_{21}(G)| = \left(1 + \frac{1}{2} Z_L G\right)^{-1} \quad \text{mit} \quad G = \sigma(E_\lambda) t \frac{b}{a} \quad (7.1)$$

In Bild 7.1e ist der typische Verlauf dieser Charakteristik (a) grafisch dargestellt. Dabei beziehen sich die angegebenen Zahlenwerte auf den Modulatortyp J mit $b/a = 8$, $\sigma_{\max} = 0,5 \text{ Scm}^{-1}$ und $t = 5 \mu\text{m}$. Besonders gekennzeichnet ($\blacktriangle$) ist der kleinste, in diesem Falle bei $G_{\max}(500 \text{ klx}) = 2 \cdot 10^{-3} \text{ S}$ erzielte Betrag des Transmissionskoeffizienten.

Wie wenig dieses Modulatorsystem für eine eventuelle Schalteranwendung geeignet ist, erkennt man daran, daß der sogenannte Sperrpunkt der Charakteristik mit $s_{21} = 0$ für technisch zumutbare Beleuchtungsstärken auch nicht annähernd erreicht werden kann. Der Einbau derartiger Modulatoren in Leitungssysteme mit höherem Wellenwiderstand, günstigere Shunt-Abmessungen und größere Schichtdicken führen zwar zu erheblichen Verbesserungen - so läßt sich z.B. durch eine Verdreifachung der Schichtdicke die für konstante Modulationsdämpfung erforderliche Beleuchtungsstärke näherungsweise auf den 10ten Teil reduzieren -, doch alle diese Möglichkeiten sind hier nur in beschränktem Maße durchführbar. Zudem bleibt der ungünstige Verlauf der Modulationscharakteristik in jedem Falle erhalten. Demzufolge müssen neue Modulatorsysteme gefunden werden, die die Modulationscharakteristik prinzipiell verändern, d.h. den Sperrpunkt für endliche Strahlungsintensitäten erreichen.

Ein erster Schritt in dieser Richtung ist die Modifizierung des Shunt-Modulators nach Bild 7.1b. Der zusätzlich vorgeschaltete ideale Zirkulator /10/ dient lediglich dazu, den verlorengegangenen Charakter eines Transmissionsmodulators wiederherzustellen. Unter Berücksichtigung der in Kap. 6.3 postulierten Voraussetzungen gilt für den Transmissionskoeffizienten eines solchen Modulatorsystems die Beziehung

$$s_{21} = r_3 e^{j2\varphi} = \frac{1 - GZ_L + j\cot\beta_1}{1 + GZ_L - j\cot\beta_1} \cdot e^{-j2(\beta_1 - \varphi)} \quad (7.2)$$

wobei der Winkel φ die zusätzliche Phasenverschiebung bei Durchlaufen eines Zirkulatorpfades in Transmissionsrichtung berücksichtigt. Aus Gl. (7.2) gewinnt man die Modulationscharakteristik eines auf $\ell_2 = (2n+1) \cdot \lambda_m / 4$ abgestimmten Shunt-Modulators zu

$$|s_{21}(G)| = \frac{|1 - GZ_L|}{1 + GZ_L} = \frac{|1 - g|}{1 + g} \quad \text{mit} \quad g(E_\lambda) = G(E_\lambda) / Y_L. \quad (7.3)$$

Für den Modulatortyp J ergibt sich daraus eine Modulationscharakteristik (b), die ebenfalls in Bild 7.1e wiedergegeben ist.

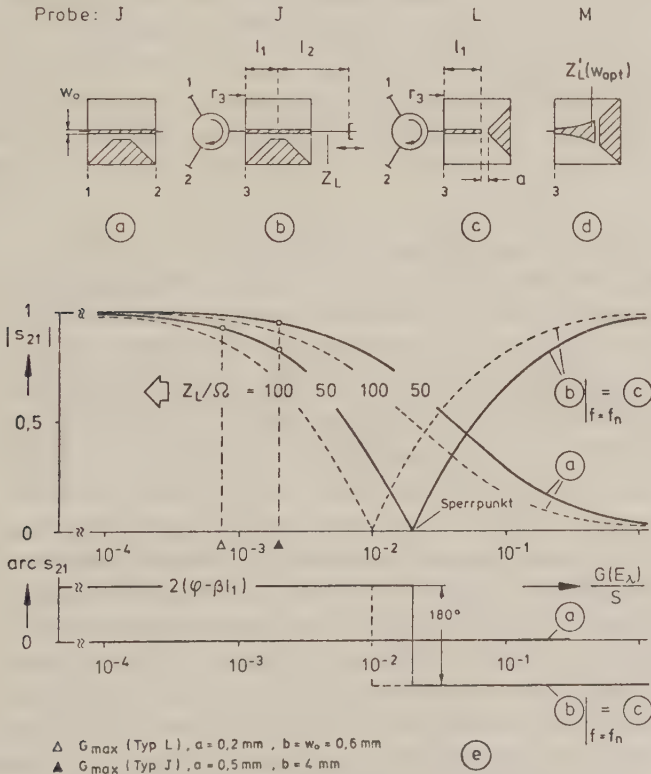


Bild 7.1 Aufbau und Modulations-Charakteristik der modifiz. Shunt-Modulatoren

Man erkennt, daß diese recht einfach durchzuführende Modifizierung eine grundlegende Änderung der Modulationscharakteristik und dadurch prinzipiell eine höhere Modulationsdämpfung zur Folge hat. Der Sperrpunkt dieses Systems liegt jetzt deutlich im Bereich technisch realisierbarer Photoleitwerte und kann durch entsprechende Veränderungen der Shunt-Abmessungen a und b relativ leicht erreicht werden. Auf Grund der periodischen Frequenzabhängigkeit nach Gl. (7.2) bleiben diese Verbesserungen jedoch auf die Frequenzwerte $f_n = (2n+1) c_0/4\ell_2 \sqrt{\epsilon_{eff}}$ bzw. auf schmalbandige Frequenzbereiche um f_n beschränkt.

Diese nachteiligen Eigenschaften lassen sich ohne Einschränkung der erzielten Verbesserungen mit einem Modulatorsystem (Typ L) nach Bild 7.1c umgehen. Unter Vernachlässigung der Spaltkapazität zwischen offenem Leitungsende und Erdungstrapez erhält man für den Transmissionskoeffizienten zwischen den Toren 1 und 2 die Beziehung

$$s_{21} = \frac{1 - GZ_L}{1 + GZ_L} \cdot e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)} \quad (7.4)$$

und somit ebenfalls eine Modulationscharakteristik nach Gl. (7.3). Die hohe Mikrowellen-Bandbreite des Shunt-Modulators ist damit zurückgewonnen und das gesteckte Ziel wenigstens im Prinzip erreicht.

Es ist jedoch durch eine systembedingte und gegenläufige Verknüpfung (Kap. 7.3 und 7.4) zwischen $Z_L(w)$ und $G_{ph}(w)$ nur in beschränktem Umfang möglich, den Sperrpunkt durch eine entsprechend veränderte Photoleitergeometrie für $E_{\lambda max} = 500 \text{ klx}$ zu erreichen oder gar noch weiter in Richtung kleinerer Beleuchtungsstärken zu verschieben. Für fest vorgegebene Werte von σ_{max} , a und t läßt sich auf Grund dieser Verknüpfung eine Optimierung der Leiterbreite w hinsichtlich maximaler Modulationsdämpfung durchführen. Der sich daraus ergebende Wellenwiderstand $Z_L'(w_{opt})$ der Leitung in unmittelbarer Nähe der beleuchteten Halbleiterzone erfordert im allgemeinen eine Anpassung auf den Wellenwiderstand der angeschlossenen Leitung, was z.B. durch eine $\lambda/4$ -Transformation oder breitbandig über linear bzw. exponentiell getaperte Leitungsstücke (z.B. Probe M) erfolgen kann (Bild 7.1d). Diesbezüglich sei auf die Kap. 7.3 und 7.4 verwiesen.

7.2 Ein Modulator in Resonator-Schaltung

Die Wirkungsweise aller bisher diskutierten Modulatorsysteme kann an Hand ihrer Ersatzschaltbilder in recht anschaulicher Art dadurch erklärt werden, daß der Photowiderstand der beleuchteten Halbleiterzone in jedem Fall parallel zum Wellenwiderstand der Leitung liegt und daß die Modulationsdämpfung, wie die Gleichungen der entsprechenden Charakteristiken zeigen, vom Verhältnis dieser beiden Widerstände abhängt. Da die technischen Daten der realen Modulatorsysteme nach Kap. 7.1 im allgemeinen nur ein Widerstandsverhältnis von $Z_L/R(E_\lambda) \ll 1$ zulassen, bleibt die Shunt-Wirkung des Photowiderstandes, bezogen auf den relativ niederohmigen Wellenwiderstand der Leitung, ziemlich unbedeutend und somit auch die erzielte Modulationsdämpfung entsprechend gering.

Wesentlich höhere Modulationsgrade bei kleineren Beleuchtungsstärken lassen sich demnach mit einer Modulator-Struktur erreichen, die so konzipiert ist, daß der quasikonzentrierte Photowiderstand parallel zu einem vergleichsweise hochohmigen Widerstand arbeitet und dadurch eine effektivere Shunt-Wirkung hervorrufen kann.

Eines der möglichen Systeme, das diese Forderungen wenigstens in einem schmalen Frequenzbereich erfüllt, ist in Bild 7.2a dargestellt: Die ursprüngliche Struktur des Shunt-Modulators ist hier zu einem $\lambda/2$ -Leitungsresonator erweitert worden, dessen Feldverteilung von der beleuchteten Halbleiterzone mehr oder weniger stark beeinflußt werden kann. Dabei liegt der optimale Angriffspunkt des Shunts hinsichtlich einer vollständigen Ausnutzung der größtmöglichen Empfindlichkeit im Bereich maximaler elektrischer Feldstärke.

In der Umgebung seiner ersten Resonanzfrequenz kann ein solcher $\lambda/2$ -Resonator näherungsweise durch ein Ersatzschaltbild nach Bild 7.2b beschrieben werden. Darin wird die kapazitive Ankopplung des Resonators an die Zuleitung L_1 durch eine im Bereich der Schmalbandnäherung frequenzunabhängige Koppelreaktanz $-jX$ und einen idealen Übertrager mit dem Übersetzungsverhältnis 1:1 berücksichtigt. Unter den vereinfachenden Annahmen, daß für die Eigengüte des Resonators allein die Verluste der Microstrip-Leitung maßgebend sind (ideale Kurzschlüsse an den Leitungsenden, keine Abstrahlung, Dunkelleitwert des Shunt-Pfades vernachlässigbar klein), daß die kapazitive Beschwerung der Leitung durch das Erdungstrapez bedeutungslos

bleibt, daß die Linearabmessungen dieses Erdungstrapezes sehr viel kleiner als die Wellenlänge λ_m sind und daß der vorgeschaltete Zirkulator ideal, die Zuleitung l_1 verlustlos sei, gilt für den Transmissionskoeffizienten zwischen den Toren 1 und 2 die Beziehung

$$s_{21} = r_4 e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)} = \frac{B - (jx + 1)(1 + g + jvQ_0)}{B - (jx - 1)(1 + g + jvQ_0)} \cdot e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)} \quad (7.5)$$

$$\text{bzw. } |s_{21}| = \left(\frac{[B - (1 + g) + xvQ_0]^2 + [x(1 + g) + vQ_0]^2}{[B + (1 + g) + xvQ_0]^2 + [x(1 + g) - vQ_0]^2} \right)^{1/2} \quad (7.6)$$

und (7.7)

$$\arg s_{21} = 2(\varphi - \beta l_1) + \arctan \left[-2 \frac{x(1 + g)^2 + vQ_0(B + xvQ_0)}{(B + xvQ_0)^2 + (x^2 - 1)(1 + g)^2 - (vQ_0)^2} \right] ,$$

$$\text{mit dem Ankopplungsmaß} \quad B = R_p / \bar{u}^2 Z_L , \quad (7.8)$$

$$\text{der normierten Koppelreaktanz} \quad jx = jX / Z_L , \quad (7.9)$$

$$\text{der Verstimmung} \quad v = f / f'_0 - f'_0 / f , \quad (7.10)$$

$$\text{der Eigengüte} \quad Q_0 = R_p / \omega'_0 L \approx \beta / 2\alpha = \pi / \alpha \lambda_m = \pi / 4\alpha l_2 \quad (7.11)$$

$$\text{und dem lichtgesteuerten Leitwertverhältnis} \quad g(E_\lambda) = G(E_\lambda) / G_p . \quad (7.12)$$

Da sich die Eigengüte eines $\lambda/2$ -Resonators nach /106/ auch über

$$Q_0 \approx \pi R_p / 2Z_L \quad (7.13)$$

berechnen läßt, gilt für das Leitwertverhältnis g auch die folgende Beziehung

$$g(E_\lambda) \approx \frac{2}{\pi} Q_0 Z_L G(E_\lambda) . \quad (7.14)$$

Für den weiteren Verlauf der Untersuchungen sei zunächst einmal die Verstimmung $v = 0$ und die normierte Koppelreaktanz $x = 0$ gesetzt. Mit diesen Voraussetzungen erhält man aus der allgemeinen Modulationscharakteristik nach Gl. (7.6) die vereinfachte Charakteristik dieses Resonatorsystems zu

$$|s_{21}(G)| = \frac{|B - (1 + g)|}{B + (1 + g)} = \frac{|1 - \tilde{u}^2 Z_L (G_p + G)|}{1 + \tilde{u}^2 Z_L (G_p + G)} \quad (7.15)$$

deren prinzipieller Verlauf für einige Parameterwerte des Ankopplungsmaßes B und der Eigengüte Q_0 in Bild 7.2c grafisch dargestellt ist.

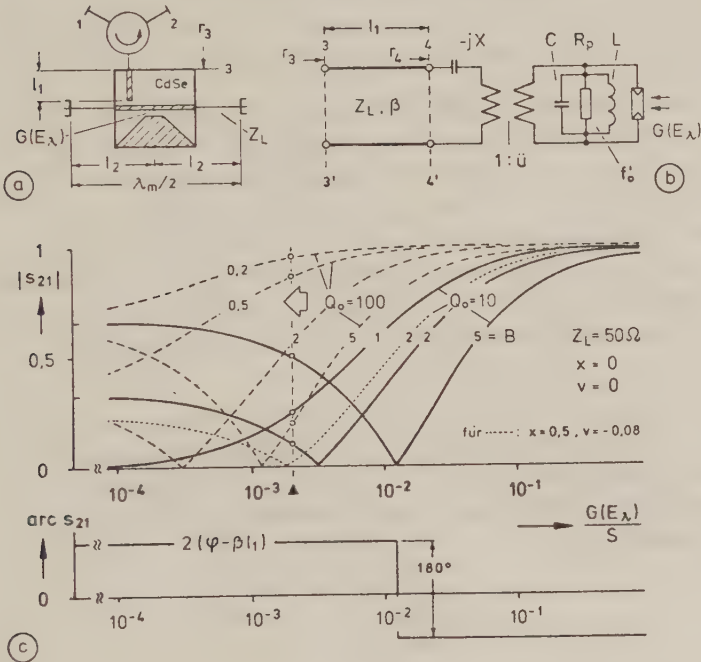


Bild 7.2 Aufbau, Ersatzschaltbild u. Mod.-Charakteristik eines Modulators in Resonator-Schaltung

Danach steigt die Modulationsdämpfung im Bereich $0 \leq B \leq 1$ für konstantes G und Q_0 mit größer werdendem Ankopplungsmaß B . Für den Fall der kritischen Kopplung ($B=1$) verläuft der Transmissionskoeffizient nach einer Grenzkurve, deren Nullpunkt (Sperrpunkt) bei $G=0$ erreicht wird. Im Bereich der überkritischen Kopplung ($B>1$) verschiebt sich dieser Sperrpunkt für steigendes B in Richtung höherer Photoleitwerte. Da eine Veränderung

des Ankopplungsmaßes somit die gesamte Charakteristik beeinflussen kann, d.h. sowohl die Modulationsdämpfung als auch die Grunddämpfung für $G=0$, wird es von den jeweiligen Arbeitsbedingungen abhängen, welcher B-Wert optimal ist.

Der entscheidende Vorteil dieses Modulatorsystems liegt aber darin, daß mit Hilfe steigender Eigengüten Q_0 eine Parallelverschiebung der gesamten Charakteristik in Richtung kleinerer Photoleitwerte möglich wird und daß der Sperrpunkt somit auch für relativ geringe Beleuchtungsstärken zu erreichen ist. Unabhängig davon ergibt sich auch hier wieder eine gleichsinnige Verschiebung der Charakteristik mit steigendem Z_L .

Geht man nun zur Diskussion der allgemeinen Modulationscharakteristik mit $v \neq 0$ und $x \neq 0$ über, so empfiehlt sich eine grafische Auswertung von Gl. (7.5) bzw. Gl. (7.6) und Gl. (7.7) im Smith-Diagramm, da diese Darstellungsform eine relativ einfache Tendenzerkennung bei Variation der verschiedenen Parameter ermöglicht. Da außerdem alle charakteristischen Eigenschaften dieses Modulatorsystems mit der Beziehung für den Reflexionsfaktor r_4 in der Bezugsebene 4 erfaßt werden, ist in Bild 7.3 nur der Verlauf eben dieses Reflexionsfaktors $r_4 = r_4(B, Q_0, v, x, Z_L, G)$ wiedergegeben.

Es zeigt sich, daß die Ortskurve $r_4(G)$ im Resonanzfall nicht mehr durch den Anpassungspunkt läuft, was eine endliche Sperrdämpfung zur Folge hat und für den reinen Schalterbetrieb recht unerwünscht ist. Um dennoch eine vollständige Sperrung zu bewirken, läßt sich mit der Bedingung $r_4 = 0$ aus Gl. (7.5) eine Verstimmung

$$v_0 = - \frac{B}{Q_0} \cdot \frac{x}{(1 + x^2)} \quad (7.16)$$

berechnen, für die die Ortskurve $r_4(G)$ wieder durch den Anpassungspunkt führt (Bild 7.2c). In jedem Falle aber bleiben der Winkel von r_4 und somit auch der Winkel des Transmissionskoeffizienten beleuchtungsstärkeabhängig, was bei Wechsellichtaussteuerung eine zusätzliche Phasenmodulation verursacht.

Wie man weiterhin aus Gl. (7.6) und Gl. (7.7) erkennt, tritt die Verstimmung v nur in Verbindung mit der Eigengüte Q_0 als Produktterm vQ_0 auf, was zur Folge hat, daß für konstante Werte von vQ_0 jeweils dieselbe Orts-

kurve durchlaufen wird - allerdings mit einer nach Gl. (7.14) veränderten Leitwert-Parametrierung.

Neben der geringen Mikrowellenbandbreite ergibt sich eine weitere Einschränkung hinsichtlich der charakteristischen Kennlinienverschiebung in Richtung geringerer Photoleitwerte bzw. Beleuchtungsstärken dadurch, daß die maximal erreichbaren Eigengüten solcher Leitungsresonatoren in Microstrip-Technik nur in der Größenordnung von 100...200 liegen *).

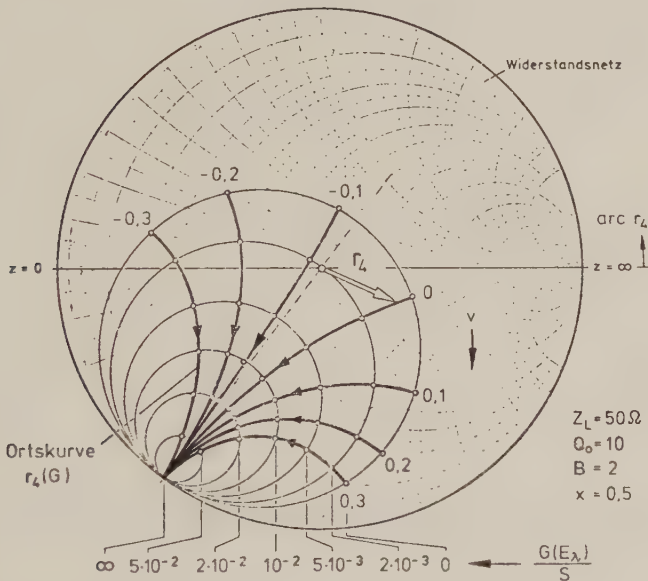


Bild 7.3 Darstellung der Ortskurve $r_L(G)$ im Smith-Diagr.

*) Unter Verwendung der Meßergebnisse nach Bild 6.3 ergibt sich aus Gl. (7.11) bei einer Frequenz von 1 GHz für die photolithografisch gefertigte Microstrip-Leitung (Typ D, E) ein $Q_0 \approx 100$ und für die CdSe-^{nur}bedampfte Leitsilber-Microstrip-Leitung (Typ C) sogar ein $Q_0 \approx 20$.

7.3 Ein Modulator mit $\lambda/4$ -Transformation

Eine andere Möglichkeit, die Shunt-Wirkung des Photowiderstandes zur Steigerung der Modulationsdämpfung besser auszunutzen, besteht darin, diesen Photowiderstand mittels einer $\lambda/4$ -Leitungstransformation an den Wellenwiderstand der Leitung anzupassen. Konstruktiver Aufbau und Ersatzschaltbild eines solchen Modulatorsystems sind in Bild 7.4a-c wiedergegeben. Unter den Voraussetzungen, daß sowohl die Spaltkapazität C_S als auch die Diskontinuitätskapazität C_D im vorgegebenen Frequenzbereich vernachlässigt werden können und daß die Leitungen l_1 und l_2 verlustlos sind, gilt für den Transmissionskoeffizienten zwischen den Toren 1 und 2 (idealer Zirkulator) die allgemeine Beziehung

$$s_{21} = \Gamma_2 e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)} = \frac{(R/Z_1 - 1) + j(Z_2/Z_1 - R/Z_2) \tan \beta l_2}{(R/Z_1 + 1) + j(Z_2/Z_1 + R/Z_2) \tan \beta l_2} e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)}, \quad (7.17)$$

aus der sich mit den speziellen Bedingungen der $\lambda/4$ -Transformation

$$l_2 = \lambda_m/4 \quad \text{und} \quad (7.18)$$

$$Z_2 = \sqrt{Z_1 R} = \ddot{U} Z_1 \quad (7.19)$$

die Gleichung

$$s_{21} = \frac{\ddot{U}^2 G Z_1 - 1}{\ddot{U}^2 G Z_1 + 1} e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)} \quad (7.20)$$

ergibt. Daraus erhält man für die Modulationscharakteristik dieses $\lambda/4$ -angepaßten Systems die Beziehung

$$|s_{21}(G)| = \frac{|\ddot{U}^2 G Z_1 - 1|}{\ddot{U}^2 G Z_1 + 1} = \frac{|g - 1|}{g + 1} \quad (7.21)$$

$$\text{mit} \quad g(E_\lambda) = \frac{G(E_\lambda)}{Y_1} \ddot{U}^2, \quad ,$$

die - wie ein Vergleich mit Gl. (7.3) zeigt - formal mit den entsprechenden Gleichungen der Systeme nach Bild 7.1b und c übereinstimmt.

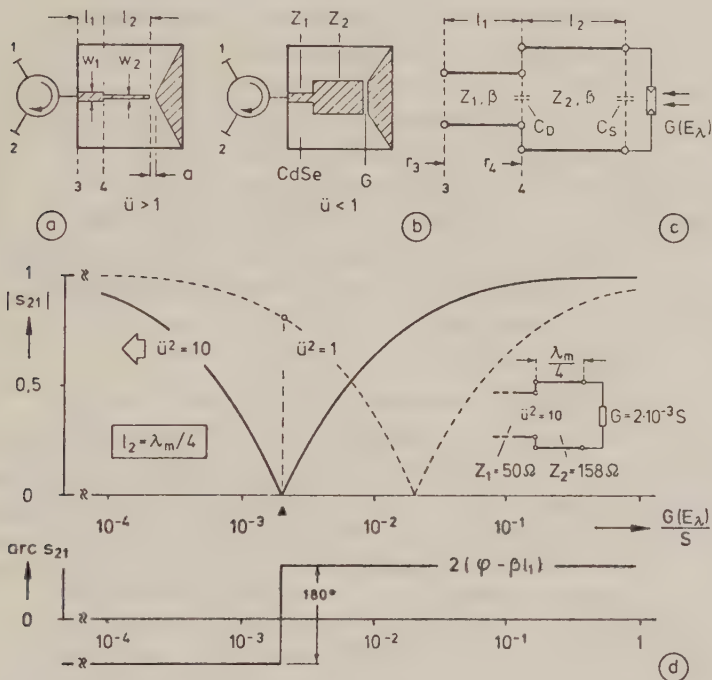


Bild 7.4 Aufbau, Ersatzschaltbild u. Mod.-Charakteristik eines Modulators mit $\lambda/4$ -Transformation

Somit ist es wenigstens prinzipiell möglich, einerseits den bei maximaler Beleuchtungsstärke erzielten Photowiderstand durch geeignete Wahl des

Transformationsverhältnisses $\bar{u}$ an den Wellenwiderstand der Zuleitung Z_1 anzupassen, so daß der Sperrpunkt der Modulationscharakteristik gerade bei maximaler Beleuchtung erreicht wird, oder andererseits $\bar{u}$ so zu wählen, daß mit der maximal zur Verfügung stehenden Strahlungsintensität bis weit über den Sperrpunkt hinaus angesteuert werden kann. Dabei bestimmen die jeweils erzielten Photoleitwerte und somit nicht zuletzt die in Grenzen frei wählbaren geometrischen Abmessungen der beleuchteten Halbleiterzone darüber, ob eine Aufwärtstransformation ($\bar{u} > 1$) oder eine Abwärtstransformation ($\bar{u} < 1$) erforderlich wird (Bild 7.7b).

In Bild 7.4d ist der prinzipielle Verlauf einer solchen Charakteristik nach Gl. (7.21) wiedergegeben, und zwar als (fiktives) Beispiel die Anpassung des in Kap. 6.3 (Typ J) ermittelten Shunt-Leitwertes von $G_{\max}(E_\lambda = 500 \text{ klx}) = 2 \cdot 10^{-3} \text{ S}$ - also eine Aufwärtstransformation mit $\bar{u}^2 = 10$ und $Z_2 \approx 158 \Omega$. Vergleicht man diesen Verlauf von s_{21} mit dem des s_{21} nach Bild 7.1e, so erkennt man, daß beide Charakteristiken bis auf den Phasenwinkel dieselbe Abhängigkeit bezüglich $G(E_\lambda)$ aufweisen und für $\bar{u}=1$ identisch ineinander übergehen.

Bei der Realisierung solcher Modulatorsysteme mit $\lambda/4$ -Transformation in Microstrip-Technik treten jedoch systembedingte Schwierigkeiten auf, da der Wellenwiderstand Z_2 der $\lambda/4$ -Leitung und der Shunt-Leitwert G über die geometrisch beiden gemeinsam zugeordnete Leiterbreite w_2 verknüpft sind und es deshalb im allgemeinen nicht möglich ist, die aus der $\lambda/4$ -Transformation resultierenden elektrischen Werte mit den von der Leitergeometrie her vorgegebenen Randbedingungen in Einklang zu bringen. Für die Dimensionierung einer Struktur nach Bild 7.4a oder b bleibt demnach bei fest vorgegebenen Werten von $\sigma(E_\lambda)$, t , a , Z_1 , h und ϵ_r' nur noch die Leiterbreite w_2 als einzige Unbekannte übrig. Ihr optimaler Wert ergibt sich aus der Randbedingung, welcher Modulationsgrad bzw. Transmissionskoeffizient mit einer bestimmten Beleuchtungsstärke erreicht werden soll.

Hierbei gilt es, zwei Fälle zu unterscheiden: zum einen die Optimierung auf minimalen Transmissionskoeffizienten, d.h. die Ermittlung der optimalen Leiterbreite w_2 für den Fall, daß der Sperrpunkt mit den vorgegebenen Werten von σ , t und a nicht erreicht werden kann oder bewußt nicht angesteuert werden soll (Pseudo-Anpassungsbereich), zum anderen die Optimierung auf $s_{21} = 0$, d.h. die Berechnung von w_2 für den Fall, daß der Sperrpunkt mit den vorgegebenen Werten von σ , t und a gerade erreicht oder sogar übersteuert werden kann (Anpassungsbereich).

Faßt man die Werte σ , t und a zu einem "Leitwertfaktor"

$$\Gamma = d(E_\lambda) t / a \quad (7.22)$$

zusammen, so läßt sich Gl. (7.21) auch in der Form

$$|s_{21}(w_2)| = \frac{|Y_2 - \bar{Y}_G|}{Y_2 + \bar{Y}_G} = \frac{|Y_2^2 Z_1 - G|}{Y_2^2 Z_1 + G} = \frac{|Y_2^2(w_2) Z_1 - \Gamma w_2|}{Y_2^2(w_2) Z_1 + \Gamma w_2} \quad (7.23)$$

schreiben, worin $Y_2(w_2)$ nach Gl.(6.2) gegeben ist. Mit $h = 0,635$ mm und $\epsilon_r' = \epsilon_M' = 9,2$ liefert die Auswertung dieser Beziehung bezüglich $\text{Min}\{s_{21}(w_2)\}$ im Pseudoanpassungsbereich (Index P) eine konstante optimale Leiterbreite von $w_{2P} = 0,816$ mm, entsprechend einem Wellenwiderstand von $Z_{2P} = 43,507 \Omega$, und zwar unabhängig vom Wellenwiderstand Z_1 und vom Leitwertfaktor Γ , solange dieser einen Grenzwert von

$$\Gamma_{\text{Grenz}} = \frac{Y_{2P}^2 Z_1}{w_{2P}} = 6,47 \cdot 10^{-4} \text{ S/mm} \cdot \frac{Z_1}{\Omega} \quad (7.24)$$

nicht überschreitet. Für Leitwertfaktoren $\Gamma > \Gamma_{\text{Grenz}}$ kann Gl. (7.23) bezüglich der Randbedingung $s_{21} = 0$ ausgewertet werden (Anpassungsbereich, Index A). In diesem Falle ergeben sich dann jeweils zwei mögliche Leiterbreiten w_{2A} und w_{2A}' . Alle Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Bild 7.6 und Bild 7.7a und b wiedergegeben.

Für die vorliegenden CdSe-Proben mit einer maximalen Leitfähigkeit $\sigma_{\text{max}}(E_\lambda = 500 \text{ klx}) = 0,5 \text{ Scm}^{-1}$, einer Schichtdicke $t = 5 \mu\text{m}$ und einer kleinstmöglichen Gap-Weite $a = 0,5$ mm erhält man einen maximalen Leitwertfaktor von $\Gamma_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Smm}^{-1}$, d.h. nach Bild 7.7b ist für ein Leitungssystem mit $Z_1 = 50 \Omega$ unter diesen Umständen keine exakte Anpassung mittels einer $\lambda/4$ -Transformation mehr möglich.

Daß aber auch die Pseudoanpassung mit einer Leiterbreite von $w_{2P} = 0,816$ mm noch gewisse Vorteile gegenüber dem einfachen Modulatorsystem nach Bild 7.1c hat, zeigt Bild 7.5. Wie man erkennt, lassen sich mit einer solchen Pseudoanpassung insbesondere für niederohmige Leitungsnetze wesentlich kleinere Transmissionskoeffizienten bzw. höhere Modulationsgrade erreichen.

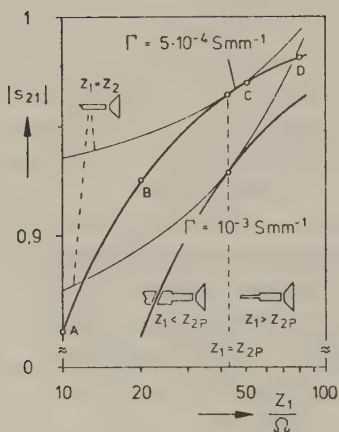


Bild 7.5
Transmissionskoeff. $|s_{21}|$ als
Fkt. des Wellenwiderstands Z_1

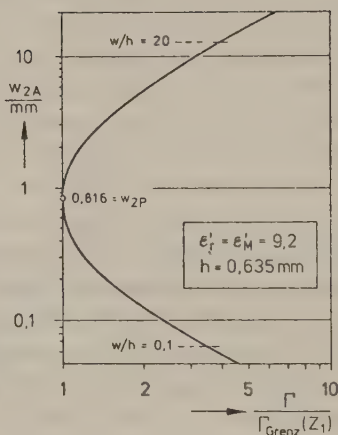


Bild 7.6
Leiterbreite w_{2A} als Fkt.
des Leitwertfaktors Γ

Rein formal ergeben sich aus Gl. (7.23) für alle Leitwertfaktoren $\Gamma > \Gamma_{\text{Grenz}}$ jeweils zwei Leiterbreiten (Bild 7.6), die eine Anpassung im eigentlichen Sinne ermöglichen. Dabei ist zu beachten, daß bei stark ausgeprägten Diskontinuitäten, also bei relativ großen Wellenwiderstandssprüngen, der Einfluß von Wellentypen höherer Ordnung u.U. nicht mehr vernachlässigt werden kann und somit eine der Voraussetzungen für die Gültigkeit von Gl. (7.17), nämlich die Berechnung der Streumatrix einer Diskontinuität aus den Werten der zugehörigen Wellenwiderstände, nicht mehr erfüllt ist. Dieser Einfluß ist jedoch nach [103] für Al_2O_3 -Substrate bis in den Frequenzbereich des X-Bandes hinein zu vernachlässigen.

Die Frage, welche der beiden möglichen Leiterbreiten für eine praktische Realisierung besonders günstig erscheint, läßt sich aus den bisherigen Untersuchungsergebnissen nicht beantworten, da sich mit $\ell_2 = \lambda_m/4$ in beiden Fällen die gleiche (relative) Modulationscharakteristik ergibt.

So führt die Suche nach einem geeigneten Kriterium, das die Wahl zugunsten der einen oder der anderen Leiterbreite entscheiden hilft, schließlich auf die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit von $|s_{21}|$. Für den Fall der maximalen Verstimmung mit $\ell_2 = \lambda_m/2$ läßt der Verlauf von $|s_{21}(\Gamma)|$ besonders deutlich erkennen, welche Unterschiede zwischen beiden Lösungsmöglichkeiten bestehen.

Aus Gl. (7.17) erhält man für $\ell_2 = \lambda_m/2$ die Beziehung

$$|s_{21}(\Gamma)| = \frac{|1 - GZ_1|}{1 + GZ_1} = \frac{|1 - Z_1 \Gamma w_2(\Gamma)|}{1 + Z_1 \Gamma w_2(\Gamma)} \quad , \quad (7.25)$$

deren Verlauf für verschiedene Werte von Z_1 in Bild 7.7c dargestellt ist. Die Auswertung dieses Diagramms erfolgt jeweils im Bereich $\Gamma \geq \Gamma_{\text{Grenz}}$. Man erkennt, daß die für $\ell_2 = \lambda_m/4$ erreichte Anpassung bei maximaler Verstimmung mehr oder weniger stark verloren geht und daß man sich im Falle $Z_1 \geq Z_{2p}$ für die kleinere von beiden Leiterbreiten entscheiden wird, sofern von technologischer Seite her keine Einwände dagegen erhoben werden, im Falle $Z_1 < Z_{2p}$ für die größere Leiterbreite.

Jeweils einmal wird auch bei maximaler Verstimmung der Sperrpunkt $s_{21} = 0$ erreicht, und zwar gerade dann, wenn die entsprechende Leiterbreite w_2 gleich der Leiterbreite $w_1(Z_1)$ ist, also die Bedingung

$$\Gamma Z_1 w_1(Z_1) = 1 \quad (\text{bzw. } Z_1 = Z_2 = R) \quad (7.26)$$

erfüllt wird.

Für diesen Grenzfall geht das System mit $\lambda/4$ -Transformation in den einfachen Leitungsmodulator nach Bild 7.1c über. Da aber Gl. (7.17) allein schon mit der Bedingung $R = Z_2 \neq Z_1$ frequenzunabhängig wird, läßt sich auch für den Bereich der Pseudoanpassung ein Leitwertfaktor von

$$\Gamma_x = \frac{Y_{2p}}{w_{2p}} = 2,817 \cdot 10^{-2} \text{ S/mm}$$

finden, bei dem die stationären Schaltzustände frequenzunabhängig eingehalten werden. Bei dynamischer Aussteuerung (Umschalten oder Modulation) ergeben sich für dieses Modulatorsystem mit $\lambda/4$ -Transformation bei Verstimmung - im Vergleich zum einfachen Leitungsmodulator - in jedem Falle zusätzliche Verzerrungen.

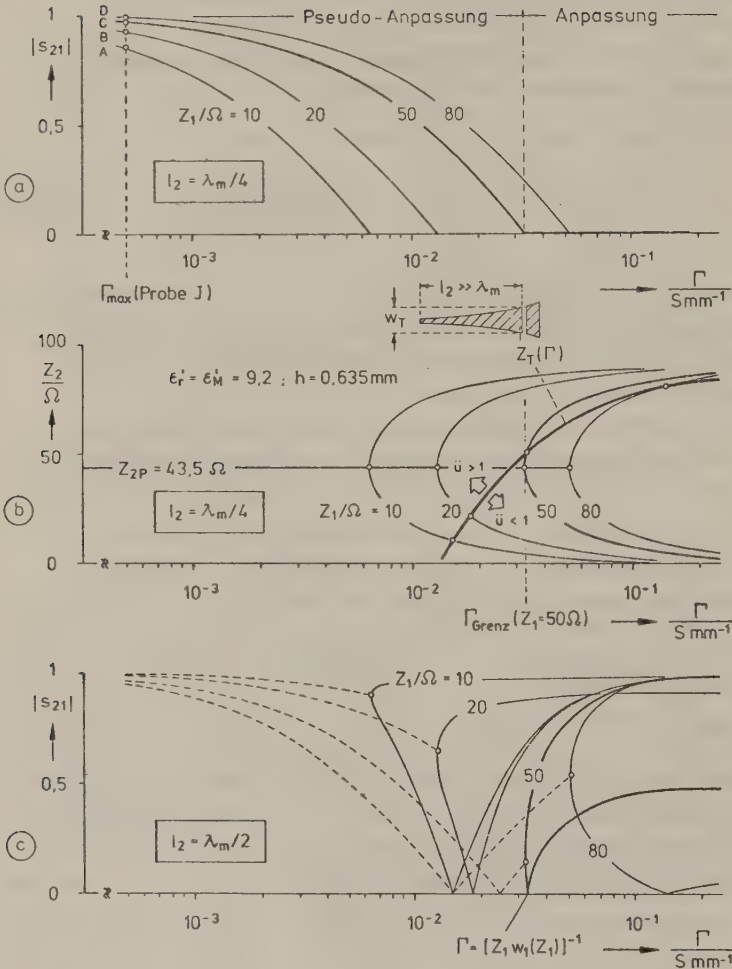


Bild 7.7 Zur optimalen Dimensionierung eines Modulator-systems mit $\lambda/4$ -Transformation

Alle Nachteile, die aus der relativ starken Frequenzabhängigkeit der $\lambda/4$ -Transformation resultieren, lassen sich - sofern ein Leitwertfaktor von $\Gamma \geq 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ S mm}^{-1}$ erreicht werden kann - weitgehend dadurch vermeiden, daß die Anpassung des Photowiderstandes an den Wellenwiderstand Z_1 mit Hilfe einer linear oder exponentiell getaperten Leitung erfolgt, deren Wellenleitwert Y_T in unmittelbarer Nähe der beleuchteten Halbleiterzone die Randbedingung

$$Y_T(w_T) \stackrel{!}{=} \Gamma w_T \quad (7.27)$$

erfüllen muß.

Der aus dieser Beziehung ermittelte Verlauf von $Z_T(\Gamma)$ ist identisch mit der in Bild 7.7b gezeichneten Grenzkurve $Z_2(\Gamma)$ für $\bar{U} = 1$. Da diese Art der Anpassung jedoch an relativ lange Taperleitungen mit $l_2 \gg \lambda_m$ gebunden ist, bleibt die $\lambda/4$ -Transformation auf Grund ihres geringeren Platzbedarfes u.U. die einzig praktikable Lösung.

7.4 Ein Modulator mit Resonanztransformation

Für den Fall, daß der Einsatz eines Opto-Mikrowellenmodulators auf eine feste Frequenz f_0 oder einen schmalen Frequenzbereich um f_0 beschränkt bleibt, läßt sich die Anpassung des Photowiderstandes an den Wellenwiderstand der Leitung mit Hilfe einer Resonanztransformation nach Bild 7.8b erreichen. Dabei berücksichtigt ein zusätzlicher Blindleitwert jB die Schalkapazität am Eingang der Transformationsschaltung bzw. die weiter unten diskutierten Kompensationselemente. Die praktische Ausführung einer solchen Resonanztransformation in Microstrip-Technik ist in Bild 7.8a wiedergegeben. Nähere Erläuterungen hierzu folgen ebenfalls weiter unten.

Bei Resonanz ergeben sich die zur Anpassung des Photowiderstandes R_A benötigten Induktivitäts- und Kapazitätswerte aus

$$\omega_0 L_s = R_A \sqrt{\frac{\bar{U}^2 - 1}{\bar{U}^2}} \quad \text{und} \quad \omega_0 C_p = \frac{1}{R_A} \sqrt{\bar{U}^2 - 1} \quad (7.28)$$

$$(7.29)$$

$$\text{mit dem Transformationsverhältnis} \quad \bar{U}^2 = R_A / Z_1 \geq 1 \quad (7.30)$$

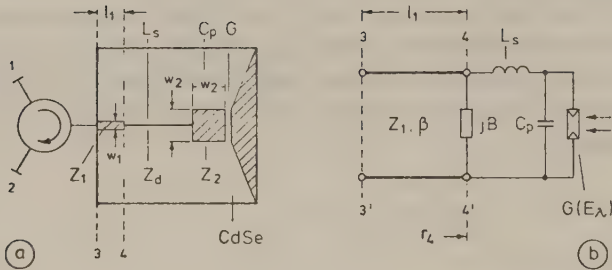


Bild 7.8 Aufbau und Ersatzschaltbild eines Modulators mit Resonanz-Transformation

Unter Berücksichtigung dieser Gleichungen erhält man für den Transmissionskoeffizienten s_{21} zwischen den Toren 1 und 2 des idealen Zirkulators die Beziehung

$$s_{21} = r_L \cdot e^{-j2(\beta l_1 - \varphi)} \quad \text{mit} \quad (7.31)$$

$$r_L = \frac{\{[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2] - g[1 - b_0\Omega^2(\bar{u}^2-1)^{1/2}]\} + j\Omega\{[g-1](\bar{u}^2-1)^{1/2} - b_0[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2]\}}{\{[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2] + g[1 - b_0\Omega^2(\bar{u}^2-1)^{1/2}]\} + j\Omega\{[g+1](\bar{u}^2-1)^{1/2} + b_0[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2]\}} \quad (7.32)$$

bzw.

$$|r_L| = \left(\frac{\{[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2] - g[1 - b_0\Omega^2(\bar{u}^2-1)^{1/2}]\}^2 + \Omega^2\{[g-1](\bar{u}^2-1)^{1/2} - b_0[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2]\}^2}{\{[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2] + g[1 - b_0\Omega^2(\bar{u}^2-1)^{1/2}]\}^2 + \Omega^2\{[g+1](\bar{u}^2-1)^{1/2} + b_0[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2]\}^2} \right)^{1/2}$$

$$\arg r_L = \theta = \quad (7.33)$$

$$\frac{-2\Omega\{[\bar{u}^2-1]^{1/2}[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2 - g^2] + b_0[\bar{u}^4 + (\bar{u}^2-1)^2\Omega^4 + (\bar{u}^2-1)(g^2-2\bar{u}^2)\Omega^2]\}}{[\bar{u}^2(1-\Omega^2) + \Omega^2]\{[1 - b_0\Omega^2(\bar{u}^2-1)^{1/2}]^2 + (\bar{u}^2-1)(1-\Omega^2) - \bar{u}^2b_0^2\Omega^2\} - g^2[1 - b_0\Omega^2(\bar{u}^2-1)^{1/2}]^2 + (g^2-1)(\bar{u}^2-1)\Omega^2} \quad (7.34)$$

$$\text{mit der normierten Frequenz} \quad \Omega = \omega/\omega_0 = f/f_0, \quad (7.35)$$

$$\text{dem normierten Blindleitwert bei Resonanz} \quad j b_0 = j B_0(\omega_0) Z_1 \quad (7.36)$$

$$\text{und dem normierten Photoleitwert} \quad g(E_\lambda) = G(E_\lambda)/G_A = \bar{u}^2 Z_1 G(E_\lambda). \quad (7.37)$$

Zur Berechnung der Modulationscharakteristik werde zunächst einmal die Schaltkapazität in der Bezugsebene 4 vernachlässigt, d.h. $b_0 = 0$ gesetzt. Im Resonanzfall ($\Omega = 1$) ergibt sich dann aus Gl. (7.31) und Gl. (7.33) die Beziehung

$$|s_{21}(G)| = \frac{|1 - g|}{1 + g} = \frac{|1 - \tilde{u}^2 Z_1 G|}{1 + \tilde{u}^2 Z_1 G} \quad (7.38)$$

und somit dieselbe Modulationscharakteristik wie beim Modulator mit $\lambda/4$ -Transformation. Der entsprechende Phasenwinkel wird gemäß

$$\arg s_{21} = \begin{cases} 2(\varphi - \beta l_1) + \arctan 2\sqrt{\tilde{u}^2 - 1} / (\tilde{u}^2 - 2) & \text{für } g \geq 1 \\ 2(\varphi - \beta l_1) + \arctan 2\sqrt{\tilde{u}^2 - 1} / (\tilde{u}^2 - 2) + \pi & \text{für } g \leq 1 \end{cases} \quad (7.39)$$

bis auf den Phasensprung im Sperrpunkt bereichsweise unabhängig von g , so daß auch mit diesem Modulatorsystem wieder eine vom Prinzip her reine Amplitudenmodulation erreicht werden kann.

Parasitäre Schaltkapazitäten parallel zu C_p und/oder parallel zu L_S , z.B. Spalt- und Windungskapazitäten, beeinflussen diese charakteristische und wünschenswerte Eigenschaft nur insofern, als sie die effektiven Werte von L_S und C_p vergrößern und somit lediglich eine mehr oder weniger starke Verschiebung des Sperrpunktes bezüglich f_0 und G_A bewirken.

Wesentlich unangenehmer macht sich dagegen eine Schaltkapazität in der Bezugsebene 4 bemerkbar, da Θ - wie aus Gl. (7.34) hervorgeht - in diesem Falle beleuchtungsstärkeabhängig wird.

Neben der trivialen Lösung, diesen unerwünschten Einfluß einer Schaltkapazität C_4 durch eine ihr parallel geschaltete Induktivität der Größe $L = 1/\omega_0^2 C_4$ zu kompensieren, besteht die Möglichkeit, über ein in geeigneter Weise verändertes Transformationsverhältnis zu kompensieren, sofern $\tilde{u}$ überhaupt noch frei wählbar ist. Nach Gl. (7.34) wird Θ von g unabhängig, wenn die Kompensationsbedingung

$$b_0 = (2 - \tilde{u}^2) / \sqrt{\tilde{u}^2 - 1} \quad (7.40)$$

erfüllt ist. Bei bekanntem C_4 läßt sich daraus über $b_0 = \omega_0 C_4 Z_1$ das gesuchte Transformationsverhältnis $\ddot{u}$ im Bereich $1 < \ddot{u}^2 < 2$ berechnen, was vom Prinzip her möglich ist, praktisch jedoch wenig sinnvoll erscheint, da das Transformationsverhältnis im Normalfall vom maximal verfügbaren $G_A(\Gamma_{\max})$ vorgegeben wird. Zudem verschiebt sich der Sperrpunkt mit $g = 1/(\ddot{u}^2 - 1) > 1$ zu höheren Γ -Werten, was aus der nachfolgend berechneten Modulationscharakteristik direkt abzulesen ist.

Mit Gl. (7.40) erhält man aus Gl. (7.31) und Gl. (7.33) die Modulationscharakteristik des phasenkompensierten Systems zu

$$|s_{21}(G)| = \frac{|1 - g(\ddot{u}^2 - 1)|}{1 + g(\ddot{u}^2 - 1)} = \frac{|1 - \ddot{u}^2(\ddot{u}^2 - 1)Z_1 G|}{1 + \ddot{u}^2(\ddot{u}^2 - 1)Z_1 G} \quad , \quad (7.41)$$

und aus Gl. (7.34) den entsprechenden Phasenwinkel zu

$$\arg s_{21} = \begin{cases} 2(\varphi - \beta_1) - \arctan 2\sqrt{\ddot{u}^2 - 1} / (\ddot{u}^2 - 2) + \pi & \text{für } g \geq 1/(\ddot{u}^2 - 1) \\ 2(\varphi - \beta_1) - \arctan 2\sqrt{\ddot{u}^2 - 1} / (\ddot{u}^2 - 2) & \text{für } g \leq 1/(\ddot{u}^2 - 1) \end{cases} \quad (7.42)$$

Für Transformationsverhältnisse mit $\ddot{u}^2 > 2$ ergibt sich daraus eine von der Form her mit Gl. (7.38) identische Charakteristik, deren Sperrpunkt jetzt wegen $g = 1/(\ddot{u}^2 - 1) < 1$ zu niedrigeren Γ -Werten hin verschoben ist, d.h. mit einem geringeren Leitwert

$$G'_A = 1/[\ddot{u}^2 Z_1 (\ddot{u}^2 - 1)] = G_A / (\ddot{u}^2 - 1) \quad (7.43)$$

zu erreichen ist. In diesem Falle besteht das Kompensationselement aus einer Spule oder einer ihr äquivalenten Leiterstruktur, deren Induktivitätswert aus Gl. (7.40) berechnet werden kann und unter Berücksichtigung einer möglichen Schaltkapazität den effektiven L-Wert angibt.

Die andere Möglichkeit, diese Phasenkompensation sinnvoll auszunutzen, besteht darin, den ursprünglichen Photoleitwert G_A mit einem wesentlich kleineren Transformationsverhältnis

$$(\ddot{u}')^2 = 0,5 + \sqrt{0,25 + R_A/Z_1} \quad (7.44)$$

anpassen zu können, was insbesondere bei geringen Photoleitwerten mit $G_A \ll 1/Z_1$ von Vorteil ist. Hier würden sich nämlich ohne die zusätzliche Kompensations-Induktivität u.U. technisch recht schwierig zu realisierende Übersetzungsverhältnisse ergeben, da die aus Gl. (7.28) berechnete Induktivität L_S aus Platzgründen möglicherweise nicht mehr unterzubringen ist und/oder die nach Gl. (7.29) erforderliche Kapazität C_D kleiner als die parasitären Schaltkapazitäten wird.

Die Nachteile dieser erweiterten Resonanztransformation sind zum einen ihre stärkere Frequenzabhängigkeit, zum anderen die in Bezug auf ihre Realisierung oft nicht ganz problemlose Notwendigkeit, der abgehenden Leitung eine Induktivität parallel zu schalten. Zudem müssen beide Induktivitäten so angeordnet werden, daß eine magnetische Verkopplung ausgeschlossen ist oder wenigstens vernachlässigbar klein bleibt. Im anderen Falle liegt vom Prinzip her wieder ein System nach Bild 7.2b vor. Auf Grund der oben genannten Eigenschaften ist es auch denkbar, ein solches Modulatorsystem - gegebenenfalls mit erweiterter Resonanztransformation - als lichtgesteuerten Phasenschalter einzusetzen, wobei das Mikrowellensignal amplitudenkonstant zwischen zwei um 180° versetzten Phasenwinkeln umgeschaltet werden kann.

Zur Realisierung des hier beschriebenen Modulators mit Resonanztransformation in Microstrip-Technik ist eine Leiterstruktur nach Bild 7.8a vorgesehen. Wie sich nach /31/ und /57/ aus einem Vergleich der Kettenmatrix-Parameter zeigen läßt, wirkt ein Streifenleitungsstück (Leitungslänge l , Wellenwiderstand Z_d) mit stark reduzierter Leiterbreite d und abruptem Übergang in bezug auf die sich beidseitig anschließende normalbreite Leitung (Wellenwiderstand Z_1) als Serieninduktivität, sofern dieses Leitungsstück die Bedingungen

$$l \ll \lambda_m \quad \text{und} \quad Z_d \gg Z_1 \quad (7.45), (7.46)$$

erfüllt. Für den entsprechenden Induktivitätswert gilt dann

$$L \approx \frac{l}{c_0} Z_d (d, h, \epsilon_r' = 1) \quad , \quad (7.47)$$

worin Z_d nach Gl. (6.2) gegeben ist. Auf Grund des relativ hohen ϵ_r' der vorliegenden Keramikproben erreicht Z_d bei Leiterbreiten in der Größen-

ordnung von $d = 0,1 \text{ mm}$ jedoch nur Werte zwischen $75 \Omega \dots 85 \Omega$, so daß Gl. (7.46) nicht hinreichend erfüllt werden kann, was mit eine Erklärung sein mag für die von der Theorie stark abweichenden Meßergebnisse (Bild 7.10d) eines in dieser Technik hergestellten Labormusters.

Die Realisierung des C_p geht auf eine Veröffentlichung von WOLFF /104/ zurück, in der ein Verfahren zur Berechnung der statischen Kapazität rechteckiger und kreisförmiger Microstrip-Scheibenkondensatoren angegeben wird. Danach läßt sich die Kapazität eines quadratischen Scheibenkondensators (C_p in Bild 7.8a) mit der Elektrodenabmessung $w_2 \ll \lambda_m$ aus der Beziehung

$$C_p = \frac{2w_2}{c_0} \frac{Z_2 (w_2 \cdot h \cdot \epsilon_r' = 1)}{Z_2^2 (w_2 \cdot h \cdot \epsilon_r')} - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r' w_2^2}{h} \quad (7.48)$$

ermitteln, wobei Z_2 nach Gl. (6.2) gegeben und die hier zusätzlich auftretende Spaltkapazität C_s wegen $C_s \ll C_p$ zu vernachlässigen ist.

Da andererseits die zur Resonanztransformation erforderliche Kapazität C_p nach Gl. (7.29) mit dem anzupassenden Leitwert $G_A = \Gamma \cdot w_2$ verknüpft und somit gemäß

$$C_p = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\Gamma w_2 (\gamma_1 - \Gamma w_2)} \quad (7.49)$$

ebenfalls von der Leiterbreite w_2 abhängig ist, ergibt sich aus der Notwendigkeit, daß Gl. (7.48) und Gl. (7.49) gleichzeitig erfüllt sein müssen, eine Bestimmungsgleichung für die gesuchte Leiterbreite w_2 . Die daraus gewonnenen Ergebnisse sind in Bild 7.9 wiedergegeben. Zusätzlich darin eingetragen ist die erforderliche (effektive) Induktivität L_s , die sich nach Gl. (7.28) aus

$$L_s = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{Z_1 \left(\frac{1}{\Gamma w_2} - Z_1 \right)} \quad (7.50)$$

berechnen läßt.

Zwei nach diesen Dimensionierungsvorschriften labormäßig hergestellte Modulatorsysteme sind in Bild 7.10a und b dargestellt. System (a) wurde für $\Gamma_{\max}(500 \text{ klx}) = 5 \cdot 10^{-4} \text{ S mm}^{-1}$ und $f_0 = 0,6 \text{ GHz}$ konzipiert, System (b)

für $\Gamma(75 \text{ klx}) = 2 \cdot 10^{-4} \text{ S mm}^{-1}$ und $f_0 = 0,4 \text{ GHz}$. Wie die Meßergebnisse zeigen, liegt System (a) mit einer Resonanzfrequenz von $f_0 = 1,28 \text{ GHz}$ weit ab von den vorgegebenen Daten, was sich in erster Linie mit der unzulänglichen Realisierung der Induktivität L_S erklären läßt (manuelles Auftragen der Leitsilberbahn, außerdem Gl. (7.46) nicht erfüllt).

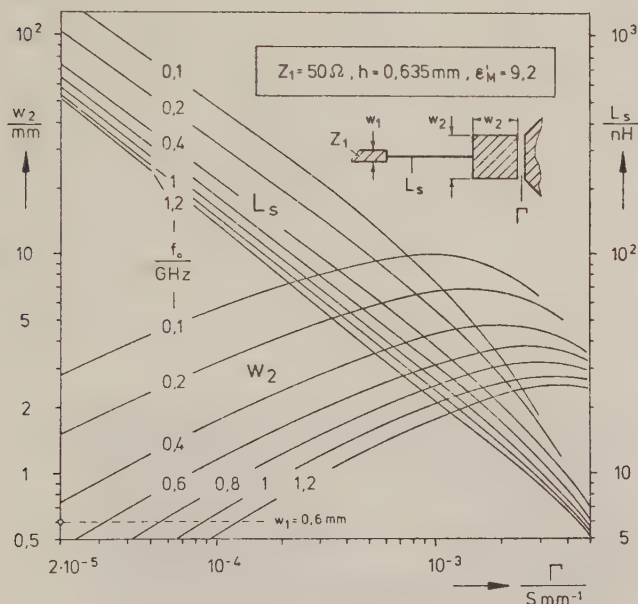


Bild 7.9 Zur Realisierung der Resonanztransformation in Microstrip-Technik

Auf Grund dieser unbefriedigenden Ergebnisse wurde der schmale Leiterstreifen wieder entfernt und durch eine konzentrierte Spule ersetzt. Die mit diesem System (b) erzielten Ergebnisse sind durchaus zufriedenstellend, wenn man bedenkt, daß die Realisierung der geforderten (effektiven) Induktivität wegen der unvermeidlichen Windungskapazitäten der verwendeten Zylinderspule nur näherungsweise durchzuführen ist und daß die vorgegebenen Γ -Werte auf Grund der unsicheren Schichtdickenangabe von den realen Γ -Werten der untersuchten Probe erheblich abweichen können.

Im Prinzip läßt sich diese Zylinderspule aber auch wieder durch quasi-konzentrierte "gedruckte" Spulen in Microstrip-Technik ersetzen. Da beide Systeme ohne Phasenkompensation aufgebaut sind, zeigt sich bei der Darstellung der Modulationskennlinie $r_3(E_\lambda)$ im Smith-Diagramm erwartungsgemäß eine von der Beleuchtungsstärke abhängige Phasenverschiebung.

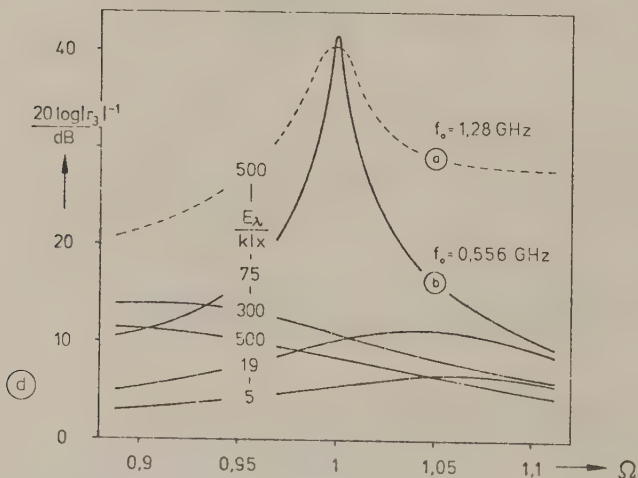
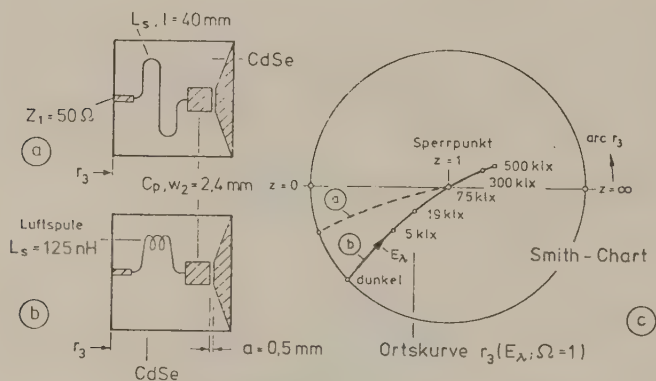


Bild 7.10 Aufbau und Meßergebnisse zweier labormäßig hergest. Modulatoren mit Resonanztransf.

Von diesen Unzulänglichkeiten der ersten Labormuster einmal abgesehen, steht somit ein funktionsfähiger optisch gesteuerter Mikrowellen-Modulator in integrierter Technik zur Verfügung, der mit den gegebenen $\Gamma_{\max}$ -Werten bis in den Sperrpunkt und darüber hinaus ausgesteuert werden kann. Seine relativ geringe Mikrowellen- und Modulationsbandbreite ist bedingt durch die Verwendung von CdS und CdSe als lichtempfindliche Halbleiterschichten.

Für die Weiterentwicklung derartiger Opto-Mikrowellensysteme in Richtung höherer Mikrowellen- und Modulationsbandbreite lassen andere Halbleiterwerkstoffe wie z.B. GaAs oder Si aus den schon in Kap. 6.4 genannten Gründen (kürzere Lebensdauern, höhere Beweglichkeiten) wesentliche Verbesserungen erwarten. Darüber hinaus ist es möglich, durch eine sinnvolle Zusammenschaltung mehrerer Einzelsysteme (Gap- und Shunt-Modulatoren) zu einer Modulator- bzw. Schaltergruppe größere Mikrowellenbandbreiten und höhere Modulationsgrade bei kleineren Strahlungsintensitäten zu erreichen.

In Bild 7.11 sind der Shunt-Modulator (nach Kap. 6.3, Bild 6.12) und der Modulator mit Resonanztransformation (nach Kap. 7.4, Bild 7.10a) abgebildet.

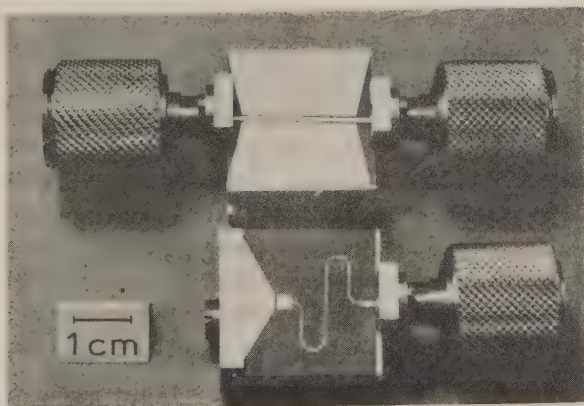


Bild 7.11 Ansicht des Shunt-Modulators und des Modulators mit Resonanz-Transformation

$Z_L = 50 \Omega$; CdSe-Schicht ca. $5 \mu\text{m}$ dick, Leiterstrukturen in Siebdrucktechnik mit Leitsilberpaste Nr. 288 (Fa. Degussa), ca. $10 \mu\text{m}$ dick.

8. Zusammenfassung

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Untersuchung einer sogenannten lichtinduzierten Microstrip-Leitung, die aus einem halbleiterbeschichteten Glas- oder Keramiksubstrat aufgebaut ist und deren Streifenleiter durch geeignete Beleuchtung und Maskentechnik als mehr oder weniger gut leitender Halbleiterpfad innerhalb der lichtempfindlichen Schicht induziert wird. Nach Art der Microstrip-Technik zusätzlich aufgebrachte metallische Leiterstrukturen vervollständigen diesen Halbleiterpfad zu einer integrierten Opto-Mikrowellenschaltung.

In einem ersten Ansatz wird der relativ komplexe Aufbau einer solchen mehrschichtigen Microstrip-Leitung in ein einfacher zu handhabendes fiktives Einschichten-Modell überführt, das die hochfrequenztechnischen Eigenschaften des realen Systems, soweit sie zur Berechnung der Dämpfung von Interesse sind, hinreichend genau zu beschreiben vermag und ohne größeren feldtheoretischen Aufwand erkennen läßt, daß die Dämpfung des lichtgesteuerten Halbleiterpfades näherungsweise umgekehrt proportional zum Produkt aus Photoleitfähigkeit und Halbleiterschichtdicke ist.

Daran anknüpfend wird untersucht, in welchem Maße diese Photoleitfähigkeit von material- und anregungsbedingten Inhomogenitäten, von den verschiedenen Materialparametern und nicht zuletzt von der Art der Anregung selbst abhängig ist. Dabei zeigt es sich, daß die Dämpfung des beleuchteten Halbleiterpfades ein Minimum durchläuft, wenn die entscheidenden physikalischen Parameter optimale Werte annehmen. Ihre Realisierung ist jedoch mit einer aufwendigen Halbleitertechnologie und -meßtechnik verbunden, die im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung stehen. Demzufolge beschränken sich die experimentellen Untersuchungen auf die vorhandenen Keramiksubstrate mit polykristallin aufgedampften CdS- und CdSe-Schichten.

Da vom Hersteller nur unvollständige Angaben über die physikalischen Eigenschaften dieser photoempfindlichen Schichten vorliegen, werden Photoleitfähigkeit, effektive Lebensdauer und Kontakteinflüsse bis zu Strahlungsintensitäten von ca. 2 W/cm^2 in eigenen Versuchen ermittelt. Die daraus abgeleiteten Werte für das entscheidende Leitfähigkeits-Schichtdicke-Produkt lassen erkennen, daß die Dämpfung eines nur wenige Millimeter langen Halbleiterpfades unter Verwendung der vorhandenen Proben technisch unbrauchbar hohe Werte erreicht.

Um dennoch mit diesen Proben technisch brauchbare Effekte erzielen zu können, ergibt sich als Ausweg die Möglichkeit, die Linearabmessungen der beleuchteten Halbleiterfläche auf wenige Zehntelmillimeter zu reduzieren und die relativ geringe und physikalisch begrenzte Empfindlichkeit dieser Anordnung auf schaltungstechnischem Wege durch entsprechende Auslegung der zugehörigen (metallischen) Streifenleiterstrukturen zusätzlich zu erhöhen. Diese Reduzierung der Linearabmessungen auf Werte, die im vorgesehenen Frequenzbereich bis 4 GHz sehr viel kleiner als die Wellenlänge sind, bringt außerdem den Vorteil, daß die beleuchtete Halbleiterzone als quasikonzentrierter Photoleitwert aufzufassen ist, was durch entsprechende Meßergebnisse relativ gut bestätigt wird und die Berechnung derartiger Opto-Mikrowellenschaltungen wesentlich vereinfacht.

Abschließend werden einige Mikrowellenmodulatoren in integrierter Technik vorgestellt, die prinzipiell einen Modulationsgrad von 100 % erreichen - und demnach als lichtgesteuerte Schalter arbeiten können - wegen der Verwendung von CdS und CdSe für die lichtempfindliche Halbleiterschicht jedoch nur relativ geringe Modulationsbandbreiten erreichen und durch empfindlichkeitssteigernde schaltungstechnische Elemente eine verringerte Mikrowellenbandbreite aufweisen. Nach einer Abschätzung der optoelektronischen Eigenschaften verschiedener anderer Halbleiterwerkstoffe läßt deren Einsatz in Opto-Mikrowellenschaltungen prinzipielle Verbesserungen bezüglich Modulations- und Mikrowellenbandbreite erwarten.

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

- [1] ADLER, R.B., SMITH, A.C., LONGINI, R.L., Introduction to Semiconductor Physics. Band 1, J. Wiley & Sons, New York 1964
- [2] ALLAN, D.D.M., HAY, A.J., REID, M.A., Ohmic Contacts to Cadmium Sulphide Films. Solid-State Electron. 16 (1973), 951-954
- [3] AMBROZIAK, A., Semiconductor Photoelectric Devices. Iliffe Books Ltd., London 1968
- [4] APPELHANS, G., Meßtechnische Bestimmung der Photoleitfähigkeit und der Trägerlebensdauer von dünnen, auf Keramik-Substraten aufgedampften CdS- und CdSe-Schichten. Studienarbeit, Inst.f. Hochfrequenztechnik, Univ. Erlangen-Nürnberg 1974
- [5] AUSTON, D.H., Picosecond Optoelectronic Switching and Gating in Silicon. Appl. Phys. Lett. 26 (1975), 101-103
- [6] BENDA, H., DANNHÄUSER, F., SPENKE, E., Die Feldstärkebedingungen für die Messung der Trägerlebensdauer in Halbleiterkristallen nach der Lichtblitzmethode. Siemens Forsch. u. Entwickl. Ber. 1(1972), 255-262
- [7] BENEDEK, P., SILVESTER, P., Equivalent Capacitances for Microstrip Gaps and Steps. IEEE Trans. MTT-20 (1972), 729-733
- [8] BERGTOLD, F., Bauelemente und Grundsaltungen der Optoelektronik. VDE-Verlag, Berlin-Charlottenburg 1973
- [9] BOMMAS, G., BERGMANN, R., Verluste der Mikrowellenstreifenleitung und deren Berücksichtigung bei der Schaltungsberechnung. Frequenz 27 (1973), 150-158
- [10] BRAND, H., Schaltungslehre linearer Mikrowellennetze. Hirzel Verlag, Stuttgart 1970
- [11] BUBE, R.H., Photoconductivity of Solids. J. Wiley & Sons, New York 1960
- [12] BUBE, R.H., MACDONALD, H.E., Effect of Photoexcitation on the Mobility in Photoconducting Insulators. Phys. Rev. A-121 (1961), 473-483

- [13] BUBE, R.H., LIND, E.L., DREEBEN, A.B., Properties of CdS Crystals with High Impurity Concentrations. Phys.Rev. A-128 (1962), 532-539
- [14] BUBE, R.H., Interpretation of Hall and Photo-Hall Effects in Inhomogeneous Materials. Appl. Phys. Lett. 13 (1968), 136-139
- [15] BUTLIN, R.S., MCPHUN, M.K., Surface-Resistance Measurements of Thin Conducting Films at 10 GHz. Electron. Lett. 8 (1972), 637-639
- [16] VAN DE CAPELLE, A.R., LUYPAERT, P.J., Fundamental and Higher Order Modes in Open Microstrip Lines. Electron. Lett. 9 (1973), 345-346
- [17] CAULTON, M., HUGHES, J.J., SOBOL, H., Measurements on the Properties of Microstrip Transmission Lines for Microwave Integrated Circuits. RCA Rev. 27 (1966), 377-391
- [18] CAULTON, M., Film Technology in Microwave Integrated Circuits. Proc. IEEE 59 (1971), 1481-1489
- [19] CHAFFIN, R.J., Microwave Semiconductor Devices. J. Wiley & Sons, New York 1973
- [20] CHAURASIA, H.K., VOSS, W.A.G., Resistivity of Thin Metal Films. IEEE Trans. MTT-21, 51-52
- [21] CHUDOBIAK, W.J., JAIN, O.P., MACIOS, V., Dispersion in Microstrip. IEEE Trans. MTT-19 (1971), 783-784
- [22] CLAIREX ELECTRONICS, Photoconductive Cell Application Design Handbook. Ginsbury Electronic GmbH, Ottobrunn 1974
- [23] COSBY, R.M. u.a., An Experimental Determination of the Ambipolar Diffusion Coefficient in Ge. Solid-State Electron. 16 (1973), 1441-1446
- [24] DANCE, J.B., Photoelectronic Devices. Iliffe Books Ltd., London 1969
- [25] DE VORE, H.B., Spectral Distribution of Photoconductivity. Phys. Rev. A-102 (1956), 86-91
- [26] DRESNER, J., SHALLCROSS, F.V., Crystallinity and Electronic Properties of Evaporated CdS Films. J. Appl. Phys. 34 (1963), 2390-2395

- [27] ELLIS, B., MOSS, T.S., Calculated Efficiencies of Practical GaAs and Si Solar Cells Including the Effect of Built-in Electric Fields. Solid-State Electron. 13 (1970), 1-24
- [28] EPPLE, R., FISCHER, H., Trends und Probleme bei modernen Hochleistungs-Solarzellen. Funkschau 1974, 30-34 und 143-144
- [29] ERMERT, H., Accurate Measurement of Complex Permittivity of Low-Loss MIC Substrate Slabs. NTZ 27 (1974), 43-46
- [30] FREY, W., Microwave Measurement of Surface Conductivity and Permittivity of Thin Layers in an E_{010} -Resonator. Electron. Lett. 8 (1972), 486-488
- [31] GELNOVATCH, V., Design of Distributed Transistor Amplifiers at Microwave Frequencies. Microwave Journal 10 (1967), 41-47
- [32] GESCHWINDE, H., KRANK, W., Streifenleitungen. Winter'sche Verlagshandlung, Füssen 1960
- [33] GOPINATH, A., HORTON, R., EASTER, B., Microstrip Loss Calculations. Electron. Lett. 6 (1970), 40-41
- [34] GOPINATH, A., HORTON, R., EASTER, B., Variation of Microstrip Losses with Thickness of Strip. Electron. Lett. 7 (1971), 490-491
- [35] GREEN, M.A., GUNN, M.W., The Evaluation of Geometrical Effects in Four Point Probe Measurements. Solid-State Electron. 14 (1971), 1167-1177
- [36] GREEN, M.A., GUNN, M.W., Four Point Probe Hall Effect and Resistivity Measurements upon Semiconductors. Solid-State Electron. 15 (1972), 577-585
- [37] GREIF, H., Lichtelektrische Empfänger. Geest und Portig KG, Leipzig 1972
- [38] GUCKEL, H., BRENNAN, P.A., PALOCZ, I., A Parallel-Plate Waveguide Approach to Microminiaturized, Planar Transmission Lines for Integrated Circuits. IEEE Trans. MTT-15 (1967), 468-476
- [39] HARTNAGEL, H., Oberflächenleitfähigkeit von Halbleitern. AEO 20 (1966), 220-224
- [40] HASEGAWA, H., FURUKOWA, M., YANAI, H., Properties of Microstrip Line on Si-SiO₂ System. IEEE Trans. MTT-19 (1971), 869-881

- [41] HEIJNE, L., Physikalische Grundlagen der Photoleitung. Philips Techn. Rundschau, 25 (1963/64), 233-245, 26 (1964/65), 226-242, 29 (1967/68), 250-264
- [42] HERCZFELD, P.R., DODSON, D., Microwave-Biased Photoconductivity Experiments Using Microwave Integrated Circuit Techniques. Appl. Phys. Lett. 19 (1971), 223-225
- [43] HERCZFELD, P.R., HANLON, L.R., DC and Microwave-Biased Photoconductive Response in CdS Crystals. IEEE Trans. MTT-21 (1973), 109-111
- [44] JACOBS, H., SCHUMACHER, J.D., REGISTER, D., A Bulk Semiconductor Imaging Device for Millimeter and Submillimeter Radiation. IEEE Trans. ED-16 (1969), 419-424
- [45] JAVED, A., Surface Mobility of Electrons of Low-Mobility Semiconductor Films in Electroacoustic Amplifiers. IEEE Trans. ED-20, 1168-1169
- [46] JOFFÉ, A.F., Physik der Halbleiter. Akademie-Verlag, Berlin 1958
- [47] KALIKSTEIN, K., KRAMER, B., GELFMAN, S., Investigation of Photoconductivity in ZnS and CdS Phosphors with Microwave Methods. J. Appl. Phys. 39 (1968), 4252-4256
- [48] KESSLER, F.R., Die optischen Konstanten der Halbleiter. Festkörperprobleme, Band 2, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1963
- [49] KNOLL, M., EICHMEIER, J., Technische Elektronik. Band II, Springer-Verlag, Berlin 1966
- [50] KOWALSKI, G., PREGLA, R., Dispersion Characteristics of Shielded Microstrips with Finite Thickness. AEO 25 (1971), 193-196
- [51] KREMS, M., SCHMIDT, W., Substratmaterialien für integrierte Mikrowellenschaltungen. Frequenz 25 (1971), 2-9
- [52] KWOK, H.B., BUBE, R.H., Thermoelectric and Photothermoelectric Effects in Semiconductors - CdS Single Crystals. J. Appl. Phys. 44 (1973), 138-144
- [53] LEIGHTON, W.H., Electrical Properties of CdS Thin Films in the Thickness Direction. J. Appl. Phys. 44 (1973), 5011-5020

- [54] LEVIN, B.J., Spot Illumination of a Semiconductor Panel. Proc. IEEE 56 (1968), 1230-1231
- [55] LEVIN, B.J., Millimeter Wave Image Conversion. Dissertation, University of Pennsylvania, Philadelphia 1969
- [56] LIETZ, M., Analytical Expressions for Carrier Distribution in a Wide Thyristor Base under High Injection. Electron. Lett. 8 (1972), 337-339
- [57] LOBENHOFER, S., Untersuchungen "konzentrierter" Bauelemente in Microstrip-Technik im Frequenzbereich von 1-4 GHz. Studienarbeit, Inst. f. Hochfrequenztechnik, Univ. Erlangen-Nürnberg 1974
- [58] MADELUNG, O., Grundlagen der Halbleiterphysik. Springer-Verlag, Berlin 1970
- [59] MAEDA, M., An Analysis of Gap in Microstrip Transmission Lines. IEEE Trans. MTT-20 (1972), 390-395
- [60] MATARÉ, H.F., Defect Electronics in Semiconductors. Wiley-Interscience, J. Wiley, New York 1971
- [61] MATARÉ, H.F., Lichtemittierende Dioden und ihre Anwendungen. Int. Elektron. Rundsch. 8 (1972), 177-184
- [62] MAVADDAT, R., LEVIN, B.J., Surface Illumination of Semiconductor Panels. J. Appl. Phys. 40 (1969), 5324-5332
- [63] McKELVEY, J.P., Solid State and Semiconductor Physics. Harper & Row, New York 1966
- [64] MEHTA, R.R., SHARMA, B.S., Photoconductive Gain Greater than Unity in CdSe Films with Schottky Barriers at the Contacts. J. Appl. Phys. 44 (1973), 325-328
- [65] MEYER, E., POTTEL, R., Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Vieweg-Verlag, Braunschweig 1969
- [66] MICHELETTI, F.B., MARK, P., Effects of Chemisorbed Oxygen on the Electrical Properties of Chemically Sprayed CdS Thin Films. Appl. Phys. Lett. 10 (1967), 136-138
- [67] MINNER, W., Bauelemente in Microstrip-Ausführung. NTZ 24 (1971), K 163-K 167

- [68] MOLL, J.L., Physics of Semiconductors. McGraw-Hill Book Comp., New York 1964
- [69] MORGAN, S.P., Effect of Surface Roughness on Eddy Current Losses at Microwave Frequencies. J. Appl. Phys. 20 (1949), 352-362
- [70] MOSS, T.S., Optical Properties of Semiconductors. Butterworth Scientific Publications, London 1959
- [71] MÜLLER, K., Analyse von Leitungssystemen mit mehrfach geschichtetem Dielektrikum. Nachrichtentechnik 22 (1972), 321-322
- [72] MÜLLER, R., Grundlagen der Halbleiter-Elektronik. Band 1, Springer-Verlag, Berlin 1971
- [73] PANKOVE, J.I., Optical Processes in Semiconductors. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey 1971
- [74] PETRITZ, R.L., Theory of Photoconductivity in Semiconductor Films. Phys. Rev. A-104 (1956), 1508-1516
- [75] PLATTE, W., Untersuchungen an CdS-bedampften Glas-Substraten. Technischer Bericht, Inst. f. Hochfrequenztechnik, Univ. Erlangen-Nürnberg, 1972
- [76] PRESSER, A., Rf-Properties of Microstrip Line. Microwaves 7 (1968), 53-55
- [77] PUCEL, R.A., MASSÉ, D.J., HARTWIG, C.P., Losses in Microstrip. IEEE Trans. MTT-16 (1968), 342-350; Korrektur: IEEE Trans. MTT-16 (1968), 1064
- [78] RABUS, W., Über die Frequenzvervielfachung längs Schottky-Kontakt-Leitungen. AEO 28 (1974), 1-11
- [79] ROOSBROECK, W. van, Injected Current Carrier Transport in a Semi-Infinite Semiconductor and the Determination of Lifetimes and Surface Recombination Velocities. J. Appl. Phys. 26 (1955), 380-391
- [80] SALOW, H., BENEKING, H., KRÖMER, H., v. MÜNCH, W., Der Transistor. Springer-Verlag, Berlin 1963
- [81] SCHNEIDER, M.V., Computation of Impedance and Attenuation of TEM-Lines by Finite Difference Methods. IEEE Trans. MTT-13 (1965), 793-800

- [82] SCHNEIDER, M.V., Microstrip Dispersion. Proc. IEEE 60 (1972), 144-146
- [83] SCHOTTKY, W., Lebensdauerfragen und Trap-Modell vom Standpunkt des Massenwirkungsgesetzes. Halbleiter-Probleme II, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1955
- [84] SCHUTZ, V.K., Laser Output Measurements Using Photoconductivity. Dissertation, University of Pennsylvania 1966
- [85] SHOCKLEY, W., Electrons and Holes in Semiconductors. D. van Nostrand Company, Inc., New York
- [86] SIEMENS AG, Optoelektronik-Halbleiter. Datenbuch 1973/74
- [87] SOBOL, H., Applications of Integrated Circuit Technology to Microwave Frequencies. Proc. IEEE 59 (1971), 1200-1211, Korrektur dazu: Proc. IEEE 60 (1972), 756
- [88] SPENKE, E., Elektronische Halbleiter. Springer-Verlag, Berlin 1965
- [89] STEIDLE, H.-G., Aufbau und Wirkungsweise des Fotowiderstandes. PU-Serie 31, Siemens AG, Erlangen 1972
- [90] STEVENSON, D.T., KEYES, R.J., Measurement of Carrier Lifetimes in Germanium and Silicon. J. Appl. Phys. 26 (1955), 190-195
- [91] STRICHA, W.I., KILTSCHITZKAJA, S.S., Untersuchung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit im Metall-Halbleiterkontakt. Nachrichtentechnik 21 (1971), 359-361
- [92] SUBHAN, M.A., ISLAM, M.N., WOODS, J., The Electrical Properties and Growth Conditions of CdS-Crystals. J. Phys. & Chem. Solids 33 (1972), 229-240
- [93] SZE, S.M., Physics of Semiconductor Devices. J. Wiley & Sons, New York 1969
- [94] THOMPSON, M.J., CORNWALL, M.G., Low Resistance Ohmic Contacts to Photoconductive CdS. Solid-State Electron. 15 (1972), 861-864
- [95] VEITH, W., Über die lichtelektrischen Eigenschaften von aufgedampften Kadmiumsulfidschichten. Zeitschrift für angew. Phys. 7 (1955), 1-6

- [96] WAXMAN, A. u.a., Electron Mobility Studies in Surface Space-Charge Layers in Vapor-Deposited CdS Films. J. Appl. Phys. 36 (1965), 168-175
- [97] WHEELER, H.A., Transmission-Line Properties of Parallel Wide Strips by a Conformal-Mapping Approximation. IEEE Trans. MTT-12 (1964), 280-289
- [98] WHEELER, H.A., Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet. IEEE Trans. MTT-13 (1965), 172-185
- [99] WIESBECK, W., Berechnung und Messung der Stromverteilung auf ungeschirmten Streifenleitungen. NTZ 25 (1972), 1-6
- [100] WIESBECK, W., Berechnung der Dämpfung ungeschirmter Streifenleitungen. Wiss. Ber. AEG-Telefunken 45 (1972), 162-166
- [101] WOLFF, I., Hilfsblätter zur Vorlesung Streifenleitungstechnik, Manuskript
- [102] WOLFF, I., KNOPPIK, N., Microstrip Ring Resonator and Dispersion Measurement on Microstrip Lines. Electron. Lett. 7 (1971), 779-781
- [103] WOLFF, I., KOMPA, G., MEHRAN, R., Streifenleitungsdiskontinuitäten und -Verzweigungen. NTZ 25 (1972), 217-224
- [104] WOLFF, I., Statische Kapazitäten von rechteckigen und kreisförmigen Microstrip-Scheibenkondensatoren. AEO 27 (1973), 44-47
- [105] YAMASHITA, E., MITTRA, R., Variational Method for the Analysis of Microstrip Lines. IEEE Trans. MTT-16 (1968), 251-255
- [106] ZINKE, O., BRUNSWIG, H., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Band 1, Springer-Verlag, Berlin 1973
- [107] ZINKE, O., BRUNSWIG, H., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Band 2, Springer-Verlag, Berlin 1974
- [108] ZWICKER, H.R. u.a., Optical Phase Shift Measurement of Carrier Decay-Time on Thin Semiconductor Samples with Surface Losses. Solid-State Electron. 14 (1971), 1023-1033

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Hochfrequenztechnik der Universität Erlangen-Nürnberg angefertigt.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Brand, dem Leiter dieses Instituts, danke ich herzlich dafür, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und sie durch tatkräftige Unterstützung gefördert hat.

Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Seitzer für das Anfertigen des Korreferates.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. W. Hampe und Herrn Dr. Kassing vom Institut für Angewandte Physik der Universität Münster sowie der Firma Heimann GmbH, Wiesbaden-Dotzheim, für die Bereitstellung der CdS- und CdSe-bedampften Glas- bzw. Keramikproben, außerdem der Firma AEG-Telefunken, Ulm, für die Herstellung der fotolithografisch gefertigten Microstrip-Leitungen.

Die numerischen Rechnungen in Kap. 4 dieser Arbeit wurden im Rechenzentrum der Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt.

Lebenslauf des Verfassers

- 24.1.1943 geboren in Remscheid-Lennep als Sohn des Sparkassen-
inspektors Walter Platte und seiner Ehefrau Leni,
geb. Wysfeld
- 1949-1953 Evangelische Volksschule in Remscheid-Lennep
- 1953-1963 Röntgen-Gymnasium in Remscheid-Lennep
- 23.2.1963 Reifeprüfung
- 4.3.1963-
13.9.1963 Industriepraktikum
- 8.4.1963-
9.1.1964 Rundfunktechniker-Lehrgang
- WS 1963/64-
WS 1967/68 Studium der Elektrotechnik. (Fachrichtung Fernmeldetechnik)
an der Rheinisch-Westf. Technischen Hochschule Aachen
- 1963-1966 während der Semesterferien als Techniker zur Aushilfe in
der Rundfunk- und Fernsehreparatur der Fa. Leppin,
Remscheid-Lennep
- 4.11.1965 Diplom-Vorprüfung
- 8.5.1968 Diplom-Hauptprüfung
- 1.5.1968-
30.9.1969 Entwicklungs-Ingenieur in der Abteilung Luftfahrtgeräte
der Firma AEG-Telefunken in Ulm
- 1.10.1969-
15.10.1969 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Hochfrequenz-
technik der Universität Erlangen-Nürnberg
(Institutsleiter: Prof. Dr.-Ing. Hans Brand)
- seit dem
16.10.1969 Wissenschaftlicher Assistent am gleichen Institut

Copie - Center 2000

852 ERLANGEN • Obere Karlstr. 30